

SÉRIE A, N° 1713

N° D'ORDRE :

2579

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

T. Nicholas PANAY

M. A., Columbia University, New-York

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LA MESURE DES INTENSITÉS
SPECTRALES PAR COMPARAISON AVEC UN RAYON-
NEMENT INTÉGRAL.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Mai 1937** devant la Commission d'examen.

27 MAI 1937

MM. CH. FABRY..... *Président.*

G. RIBAUD..... } *Examineurs.*

F. CROZE..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1937

SÉRIE A, N° 1713

N° D'ORDRE :

2579

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

T. Nicholas PANAY

M. A., Columbia University, New-York

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LA MESURE DES INTENSITÉS
SPECTRALES PAR COMPARAISON AVEC UN RAYON-
NEMENT INTÉGRAL.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Mai 1937** devant la Commission d'examen.

27 MAI 1937

MM. CH. FABRY..... *Président.*

G. RIBAUD..... } *Examineurs*
F. CROZE..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1937

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire M. MOLLIARD.
Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires</i>	H. LEBESGUE.	GUILLET.	LESPIEAU.
	A. FERNBACH.	PÉCHARD.	MARCHIS.
	A. LEDUC.	FREUNDLER.	VESSIOT.
	Émile PICARD.	AUGER.	PORTIER.
	Rémy PERRIER.	BLAISE.	
	Léon BRILLOUIN.	DANGEARD.	

PROFESSEURS

G. BERTRAND.....	† Chimie biologique.	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
M. CAULLERY.....	† Zoologie (Évolution des êtres organisés).	ROBERT-LÉVY....	† Physiologie comparée.
G. URBAIN.....	† Chimie générale.	F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Émile BOREL.....	† Calcul des probabilités et Physique mathématique.	Henri VILLAT....	† Mécanique des fluides et applications.
Jean PERRIN.....	† Chimie physique.	Ch. JACOB.....	† Géologie.
H. ABRAHAM.....	† Physique.	P. PASCAL.....	† Chimie minérale.
E. CARTAN.....	† Géométrie supérieure.	M. FRÉCHET.....	† Calcul différentiel et Calcul intégral.
A. COTTON.....	† Recherches physiques.	E. ESCLANGON....	† Astronomie.
J. DRACH.....	† Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	M ^{me} RAMART-LUCAS	† Chimie organique.
Charles FABRY....	† Enseignement de Physique.	H. BEGHIN.....	† Mécanique physique et expérimentale.
Charles PÉREZ....	† Zoologie.	Foch.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Léon BERTRAND..	† Géologie structurale et géologie appliquée.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
E. RABAUD.....	† Biologie expérimentale.	De BROGLIE.....	† Théories physiques.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
Paul MONTEL.....	† Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	P. JOB.....	Chimie générale.
P. WINTREBERT..	† Anatomie et histologie comparées.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
L. BLARINGHEM..	† Botanique.	PRENANT.....	Zoologie.
O. DUBOSCO.....	† Biologie maritime.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
G. JULIA.....	† Mécanique analytique et Mécanique céleste.	BOHN.....	Zoologie (P. C. B.).
C. MAUGUIN.....	† Minéralogie.	COMBES.....	† Physiologie végétale.
A. MICHEL-LÉVY.	† Pétrographie.	GARNIER.....	† Mathématiques générales.
H. BÉNARD.....	† Mécanique expérimentale des fluides.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides
A. DENJOY.....	† Application de l'analyse à la Géométrie.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	† Géographie physique et géologie dynamique.	LAUGIER.....	† Physiologie générale.
Eugène BLOCH...	† Physique théorique et physique céleste.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
G. BRUHAT.....	Physique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	Enseignement de Physique.	G. RIBAUD.....	† Hautes températures.
A. DEBIERNE.....	† Physique Générale et Radioactivité.	CHAZY.....	† Mécanique rationnelle.
A. DUFOUR.....	† Physique. (P. C. B.).	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. GUILLIERMOND.	† Botanique.	DUPONT.....	† Théories chimiques.
M. JAVILLIER....	Chimie biologique.	LANQUINE.....	Géologie.
		VALIRON.....	Mathématiques générales.
		BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
		MILLOT.....	Zoologie (P. C. B.).
		F. PERRIN.....	Théories physiques.
		VAVON.....	Chimie organique.
		G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A MA MÈRE

A Monsieur CH. FABRY
Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

En témoignage de respectueuse gratitude

A Monsieur ALBERT P. WILLS
Professeur de Physique Mathématique
Columbia University, New-York

Hommage respectueux

RECHERCHES SUR LA MESURE DES INTENSITÉS SPECTRALES PAR COMPARAISON AVEC UN RAYONNEMENT INTÉGRAL

Par T. N. PANAY, M. A.

INTRODUCTION

Les divers rayonnements sont caractérisés par les fréquences des radiations simples ou monochromatiques⁽¹⁾ qui les constituent et par leurs intensités relatives⁽²⁾. Comme intensités on entend les intensités énergétiques.

Les fréquences (ou les longueurs d'onde) des spectres discontinus de raies ont été déterminées avec une haute précision. De leurs intensités relatives il n'est donné généralement dans les tables qu'une vague idée.

Quant aux spectres continus entre deux longueurs d'onde leur seule caractéristique (à part la polarisation éventuelle) consiste dans les intensités relatives correspondant aux longueurs d'onde comprises entre les deux longueurs d'onde limites.

(1) Chaque radiation simple étant exprimée par une fonction, du temps, harmonique (sinusoïdale) simple dont la fréquence est la fréquence de la radiation.

(2) Plus exactement, il faudrait ajouter aussi l'état de polarisation des radiations.

Mesure directe des intensités spectrales. — Les divers récepteurs du rayonnement ne conviennent pas pour la mesure directe des intensités relatives, car ils présentent des sensibilités variables avec la fréquence ⁽¹⁾. Il existe deux phénomènes connus se comportant également, c'est-à-dire proportionnellement aux intensités énergétiques, envers toutes les radiations; ils pourraient, s'ils étaient convenablement utilisables, servir de base pour des récepteurs adaptés à la mesure directe des intensités. Ces phénomènes sont :

1° La pression de radiation ;

2° La transformation en chaleur de l'énergie transportée par la radiation (pendant un temps donné ou dans des conditions définies d'un établissement d'équilibre).

L'état de la surface du récepteur intervient dans ces deux phénomènes. Même avec les meilleurs absorbants une partie du rayonnement est toujours réfléchie, ou diffusée, le rapport entre la partie absorbée et la partie renvoyée variant avec la fréquence.

Les surfaces réfléchissantes qui seraient fort importantes dans le cas de la pression de radiation présentent des défauts analogues. De plus, cette pression est extrêmement faible et difficile à isoler d'autres phénomènes qui interviennent pour diminuer la précision de sa mesure.

Même en améliorant de tels récepteurs, par exemple en obtenant une absorption suffisamment complète et neutre ou une réflexion présentant les mêmes qualités, et en faisant des corrections, la détermination directe des intensités

(1) Il s'agit ici en général des radiations dans l'infra-rouge, le visible et l'ultra-violet. Les intensités des radiations de plus hautes fréquences (rayons X, rayons γ et la portion électromagnétique du rayonnement cosmique) sont mesurables par la méthode d'ionisation. Dans l'autre bout du spectre, c'est-à-dire pour les faibles fréquences (fréquences des circuits oscillants) leurs flux et leurs intensités sont déduits des conditions du dispositif émetteur, et on peut aussi faire aisément des mesures dans les différentes directions.

relatives spectrales se heurterait à d'autres difficultés. Avant d'atteindre le récepteur, le rayonnement traverse divers milieux, les uns accidentels et pouvant dans certains cas être évités ou négligés, les autres appartenant au système dispersif et inévitables. Ces milieux affaiblissent inégalement les radiations de fréquences différentes qui se dirigent vers le récepteur, et, par conséquent, quand elles arrivent au récepteur, elles ne présentent plus la même distribution relative d'énergie qu'elles comportaient avant de pénétrer dans ces milieux.

Ainsi deux graves difficultés se présentent dans la détermination des intensités des radiations et consistent :

1° En l'inégalité avec laquelle un récepteur se comporte envers les radiations de différentes fréquences ;

2° En l'inégalité d'affaiblissement des diverses radiations se dirigeant vers le récepteur, causée par les milieux interposés.

Mesure des intensités spectrales par comparaison avec un rayonnement de distribution énergétique connue. Rayonnement intégral. — On peut éviter ces difficultés en n'utilisant pas des méthodes de mesure directe des intensités relatives du spectre mais en ayant recours à la comparaison des intensités des diverses radiations d'un spectre à celles de mêmes longueurs d'onde d'un spectre de distribution énergétique connue ; alors la comparaison se faisant sur le récepteur entre radiations de même longueur d'onde, la première difficulté disparaît ; la deuxième aussi, car les deux radiations comparées étant de même fréquence et traversant des chemins identiques sont affaiblies dans la même proportion, donc leur rapport reste invariable. Mais cette méthode exige de disposer de rayonnements d'intensités relatives connues. Dans l'état actuel de nos connaissances, il n'y a qu'un phénomène au moyen duquel on peut obtenir un rayonnement de distribution connue d'intensités spectrales.

On connaît, en effet, de manière satisfaisante la distribution d'énergie dans le spectre du radiateur intégral, ou corps noir, consistant en une enveloppe opaque fermée, portée à une même température en tous ses points. Une petite ouverture à la paroi de l'enveloppe permet la sortie d'un faisceau du rayonnement intégral. La distribution d'énergie aux radiations de différentes longueurs d'onde émises par le radiateur intégral, fonction de la température seulement, est donnée par la formule de Planck, dérivée sur la base de sa théorie de quanta introduite dans les théories mécaniques et électromagnétiques classiques ⁽¹⁾ [1], [2], [3]. Elle exprime l'énergie moyenne ε_ν par unité de volume en rayonnement du corps noir pour l'intervalle de fréquence de ν à $\nu + d\nu$, ainsi :

$$\varepsilon_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} d\nu \quad (1)$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, e la base de logarithmes népériens, k la constante de Boltzmann (constante des gaz rapportée à une molécule), T la température absolue.

Quand on dispose d'un rayonnement intégral connu, c'est-à-dire d'un corps noir à température connue on peut employer n'importe quel récepteur convenable et opérer par comparaison, en faisant subir aux deux faisceaux, celui du rayonnement intégral étalon et celui du rayonnement à mesurer, les mêmes accidents et par conséquent le même affaiblissement relatif; on leur fait traverser des chemins identiques.

(1) C'est la seule théorie qui soit conforme à l'expérience dans toutes les régions du spectre et qui ne rencontre pas les impasses ou d'autres théories (et particulièrement la doctrine de l'équipartition d'énergie) ont conduit; ses considérations sont justifiées par le fait que l'on démontre qu'il est indispensable d'avoir recours à une quantification. Voir Poincaré [4].

Considérons ainsi deux radiations monochromatiques de la même fréquence provenant l'une du corps noir, l'autre de la source étudiée. En traversant ces chemins identiques chacune d'elles sera affaiblie dans le même rapport et elles auront par conséquent à la sortie (c'est-à-dire devant le récepteur), le même rapport entre elles qu'elles avaient à l'entrée (ou juste devant les sources). Cela en vertu d'une loi générale, qu'en lumière monochromatique, pour un système optique le rapport du flux incident au flux émergent est constant [5] ⁽¹⁾.

Le chemin sera généralement constitué par le même système dispersif et par des chemins identiques entre chacune des deux sources et la fente de l'appareil dispersif ⁽²⁾. Un même récepteur, ou des récepteurs suffisamment identiques, sont impressionnés par les radiations à la région où elles sont mises au point après être dispersées ⁽³⁾.

(1) Dans le cas où le système cause de la polarisation, la lumière incidente est supposée naturelle ou polarisée toujours dans le même plan.

(2) Pour les sources dont on dispose au laboratoire le chemin entre la source et la fente du spectrographe (ou la lentille de projection), souvent négligeable ou rendu négligeable, peut être facilement rendu identique pour les deux sources. Il n'en est pas de même quand la source est une étoile. Alors, on est limité à étudier le rayonnement dans l'état où il arrive devant les appareils de mesure et on pourra y faire les corrections habituelles pour l'affaiblissement par l'atmosphère terrestre en ayant recours aux tables, ou mieux par des séries de mesures pour différentes distances zénithales de l'étoile en choisissant des latitudes, altitudes et conditions atmosphériques convenables.

(3) La méthode de mesure par comparaison à une source de spectre continu de distribution connue évite la correction due à la variation de dispersion le long du spectre quand la source étudiée donne aussi un spectre continu, car la variation de dispersion suivant les différentes régions du spectre est la même pour les deux spectres. Cette correction est cependant nécessaire quand la source étudiée donne un spectre de raies, car l'énergie mesurée d'une raie monochromatique n'est pas affectée par la variation de dispersion comme celle du spectre continu.

On peut effectuer la mesure de deux manières :

1° En déterminant les valeurs de deux impressions d'une même longueur d'onde sur le récepteur suivant des lois connues suivant lesquelles le récepteur est impressionné (les deux impressions proviennent l'une de la source étudiée, l'autre du corps noir).

2° En employant en un endroit convenable du chemin traversé un dispositif graduant l'un des faisceaux dans des proportions connues et de manière à obtenir des impressions égales sur le récepteur de la part des deux radiations monochromatiques, celle du corps noir et celle du rayonnement étudié. L'égalité est obtenue directement ou par interpolation ⁽¹⁾.

Le deuxième moyen est généralement préférable, car il dispense de connaître les lois régissant la réaction du récepteur; en général, cette connaissance laisse beaucoup à désirer alors qu'il existe des moyens assez sûrs pour graduer une radiation. Quand on gradue le rayonnement du corps noir, au lieu d'employer les moyens habituels de gradation, on peut encadrer le spectre mesuré par des spectres du corps noir à différentes températures.

Pour effectuer la mesure des intensités spectrales relatives par comparaison avec le rayonnement intégral, il faut disposer de corps noirs à des températures suffisamment hautes pour qu'ils donnent des intensités convenables aux fréquences des radiations à mesurer.

J'ai poursuivi des recherches à ce sujet. Je décrirai des corps noirs que j'ai réalisés. D'abord la réalisation d'un corps noir à tube de charbon chauffé électriquement et pouvant fonctionner à plusieurs températures. Je considérerai aussi l'utilisation des points d'ébullition de métaux pour obtenir

(1) Cela dépend de la nature du récepteur; si l'on emploie par exemple la cellule photoélectrique on pourra obtenir l'égalité directement; avec la plaque photographique il faudra interpoler.

des corps noirs à températures fixes et je décrirai la réalisation d'un appareil basé sur ce principe. J'étudierai ensuite l'application de la méthode de mesure des intensités spectrales relatives par comparaison avec un rayonnement intégral. Puis je décrirai les mesures que j'ai effectuées des intensités relatives du spectre continu du potassium dans le visible.

Ces recherches ont été poursuivies à la Sorbonne, dans le laboratoire de Physique dirigé par M. Ch. Fabry. Je suis heureux d'exprimer à M. Fabry ma profonde gratitude de l'accueil qu'il a bien voulu me faire dans son laboratoire, des conseils précieux qu'il m'a prodigués au cours de ces recherches et de l'intérêt bienveillant qu'il n'a cessé d'y porter. J'exprime également à M. Fabry, ma reconnaissance pour m'avoir accordé les possibilités pour la construction des appareils à rayonnement intégral qui ont fait l'objet d'une partie de ces recherches.

Je tiens à remercier vivement M. Cotton de m'avoir encouragé dans mon travail et de m'avoir permis l'utilisation du microphotomètre installé dans son laboratoire.

Je présente également mes vifs remerciements à M. Ribaud pour m'avoir aussi encouragé et pour m'avoir permis d'établir dans son laboratoire le pyromètre que j'ai utilisé dans les mesures.

CHAPITRE PREMIER

Réalisation d'un émetteur de rayonnement intégral en tube de carbone parcouru par un courant électrique.

Les émetteurs de rayonnement intégral (ou corps noirs) sont souvent constitués par un tube dont une partie est uniformément chauffée ; le rayonnement d'une petite région de cette partie sort par un petit orifice sur la paroi du tube ou par l'un des bouts du tube.

Il est évidemment intéressant que la limitation de l'emploi de l'appareil, due à la fusion ou à la volatilisation de la substance dont le tube est fait, ait lieu à une température aussi haute que possible. On a employé des corps tels que le platine, le palladium, le carbone, la porcelaine, le tungstène [6], [7], [8], [9], [10], [11].

Il est toutefois avantageux que la substance dont le corps noir est fait soit aussi absorbante et aussi neutre que possible au rayonnement.

Il m'a paru intéressant de constituer un corps noir en carbone, à cause des qualités réfractaires de cette substance qui est en plus très absorbante, en chauffant par un courant traversant directement le carbone et en disposant d'une puissance permettant d'élever la température jusqu'à la limite où le carbone résisterait.

Constitution de l'appareil. — Il est commode de constituer la cavité émettant le rayonnement intégral par la surface intérieure d'un cylindre creux, particulièrement quand ce

cylindre est chauffé par un courant électrique qui le parcourt. Un orifice circulaire sur la paroi cylindrique laisse sortir un faisceau de rayonnement intégral.

Pour la protection contre la destruction du carbone, on doit placer le corps noir dans le vide ou dans une atmosphère inerte. Dans cet appareil, il est placé dans une ampoule en verre pyrex contenant une atmosphère d'argon. La figure 1 représente schématiquement des détails du corps noir, des électrodes et de leur support; ils seront d'ailleurs décrits dans la suite.

Puissance. — Les dimensions du corps noir sont en relation avec la puissance dissipée par la surface extérieure du tube en carbone. Suivant les calculs que j'ai faits, j'ai conclu que l'appareil devrait être capable d'utiliser une puissance maxima de l'ordre de 5 kilowatts. D'après des expériences et des calculs sur la résistivité de différents échantillons de carbone graphité, cette puissance maxima devait pouvoir être fournie par 500 ampères sous 10 volts. Ces conditions permettent d'employer des corps noirs de dimensions variant entre d'assez larges limites.

Dimensions du corps noir. — Le corps noir actuellement dans l'appareil est un tube de carbone de 4 mm. de diamètre extérieur, 2 mm. de diamètre intérieur et 20 mm. de longueur totale, dont 4 mm. à chaque bout pénètrent dans les électrodes. L'orifice circulaire servant à la sortie du rayonnement est placé à égale distance des extrémités et son diamètre est de 1 mm. Il fonctionne de manière très satisfaisante pour des températures jusqu'à l'ordre de 2400° K. Pour ces températures, une faible partie de la puissance maxima de l'appareil est utilisée. Les essais préliminaires ont montré que l'appareil est suffisamment puissant pour élever la température du corps noir bien au-dessus de celle de l'arc au carbone. Cela causerait évidemment la

volatilisation du tube de carbone. Mais pour des températures inférieures à celle de la volatilisation du carbone on peut employer des dimensions plus grandes.

Electrodes. — Les électrodes, E, dans lesquelles pénètre de chaque côté le tube B qui constitue le corps noir sont des cylindres massifs en carbone de 70 mm. de diamètre et longs de 35 mm. disposés de façon que leur axe soit celui du corps noir (voir fig. 1). La surface cylindrique de chaque électrode est couverte de fils de tungstène, W, de 0,8 mm. de diamètre juxtaposés et disposés suivant les génératrices de cette surface. Ces fils sont solidement attachés sur l'électrode par un fil de molybdène, M, de 0,5 mm., faisant plusieurs tours par-dessus les fils de tungstène. Ces derniers dépassent du côté extérieur de chaque électrode et couvrent la surface cylindrique, de diamètre égal à celui de l'électrode, d'une pièce en acier, A, épaisse de 8 mm. et située à quelques millimètres de l'électrode et suivant le même axe. Un anneau en acier, C, épais de 7 mm., d'un diamètre extérieur de 78 mm. et d'un diamètre intérieur légèrement plus petit que celui de la pièce en acier revêtue des fils de tungstène, est placé à chaud pour serrer ces fils contre la pièce en acier. Celle-ci se termine vers l'extérieur en un cylindre, de même axe, dépassant de 10 mm., de diamètres 40 mm. extérieur et 20 mm. intérieur environ. Autour de ce cylindre est placée une tresse de cuivre, T, qui amène le courant; elle est serrée par une bague double en acier, D, au moyen d'une vis. Les bouts du tube de carbone qui constitue le corps noir sont fixés aux électrodes, où elles pénètrent, au moyen de poudre de graphite agglomérée avec du glucose. Avant l'application de cette substance adhérente les extrémités du tube sont bouchées par des courtes baguettes coniques de carbone pour éviter la pénétration de la substance visqueuse dans le tube. Après la mise en place on fait passer un courant faible par le tube pour le chauffer légèrement pendant quelques minutes.

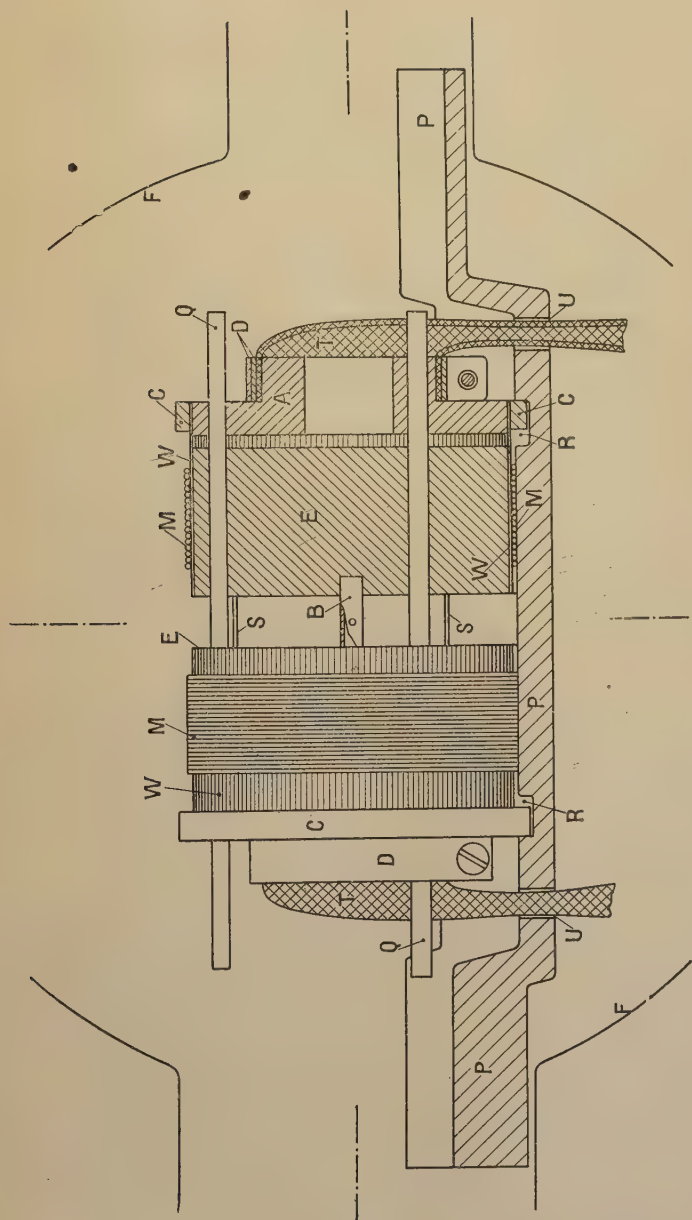


Fig. 1. — B, corps noir ; E, électrodes ; Q, bords du secteur annulaire semi-circulaire en silice opaque ; W, fils de tungstène ; M, fils de molybdène ; A, l'une des deux pièces en acier ; C, bagues d'acier serrant les fils de tungstène ; D, bagues d'acier serrant la tresse de cuivre ; T, tresse de cuivre ; P, support en silice opaque ; R, rainures de ce support ; U, ouvertures du support servant au passage de la tresse ; F, ampoule.

Après cela on laisse sécher pendant un certain temps, de l'ordre de 24 heures. Il est facile de vérifier ensuite si l'adhérence est satisfaisante ; en faisant passer un faible courant on n'entend pas de bruit dans le fer du transformateur qui transmet l'énergie, quand l'adhérence est bonne.

Pour qu'il n'y ait pas d'effort exercé sur le tube de carbone et que les électrodes soient maintenues en place, celles-ci sont traversées, près de la périphérie, par trois baguettes de silice opaque, Q, passant par des trous de 5 mm. de diamètre, régulièrement espacés, leurs axes étant parallèles à l'axe principal et distants de 30 mm. de lui. Des trous un peu plus grands sont percés sur les pièces d'acier pour permettre le placement des baguettes. De plus, entre les électrodes de carbone et près de leur périphérie, est placé un secteur annulaire semi-circulaire en silice opaque, S, d'environ 72 mm. de diamètre extérieur, 2 mm. d'épaisseur et 12 mm. de largeur. Cette pièce est disposée de manière à ne pas se trouver devant l'orifice du corps noir.

Disposition dans l'ampoule. — L'ensemble du corps noir avec les électrodes de carbone et les pièces de connexion est posé sur un support en silice opaque, P, en forme de secteur de cylindre creux de diamètre intérieur 74 mm., d'épaisseur 8 mm., l'angle du secteur étant 120°. Deux rainures, R, sur cette pièce reçoivent les bagues d'acier qui serrent les fils de tungstène, et deux ouvertures oblongues, U, laissent passer la tresse de cuivre. Le diamètre du support est diminué à ses extrémités par lesquelles il repose sur deux tubulures de l'ampoule dont l'une, de 60 mm. de diamètre, est fermée par soudure et l'autre, de 90 mm. de diamètre, par un rodage conique ; celle-ci sert aussi pour l'introduction des pièces dans l'ampoule ; au bouchon du rodage est soudé un tube qui sert à la sortie du gaz pendant le fonctionnement de l'appareil.

Ampoule (Voir figures 3 et 5). — L'ampoule est en verre pyrex de 3 mm. d'épaisseur. Son diamètre est de 22 cm. En plus des deux tubulures mentionnées, elle en porte une à sa partie supérieure, de 70 mm. de diamètre, fermée par un rodage conique terminé par un tube servant à l'entrée du gaz.

Le corps noir se trouve au centre de l'ampoule qui porte, en face de celui-ci, une quatrième tubulure conique fermée par un bouchon en silice opaque au bout extérieur duquel est soudée une fenêtre en silice fondue transparente de 70 mm. de diamètre, épaisse de 4 mm. à faces planes parallèles optiquement travaillées. Cette fenêtre se trouve à la distance de 27 cm. du corps noir et sert à la sortie du rayonnement ⁽¹⁾. Les rodages avant d'être mis en place sont recouverts de poudre de graphite et les bouchons après être placés sont attachés pour bien tenir en place. L'ampoule porte encore deux tubulures inférieures auxquelles sont soudés les bouts d'un tube hélicoïdal dont il sera question plus loin.

Dispositif pour la transmission de l'énergie. — Nous avons vu que le corps noir doit pouvoir être traversé par des centaines d'ampères. Il faut pour cela un conducteur de cuivre de l'ordre de 70 mm² de section. L'importance du courant et de la section du conducteur présente une sérieuse difficulté pour l'introduction dans l'ampoule.

Pour surmonter cette difficulté j'ai imaginé le dispositif suivant qui a rendu possible la réalisation de l'appareil.

Le conducteur ne traverse pas les parois de l'ampoule. Un tube en verre pyrex est soudé par ses bouts à l'ampoule. Ce tube affecte une forme hélicoïdale, comme on le voit dans la figure 2, et contient un conducteur formé de tresse souple de

(1) Une deuxième glace de compensation identique à celle-ci est placée de même manière devant les sources à mesurer.

cuiivre, ce conducteur suivant dans le tube la même forme hélicoïdale, et ses bornes étant reliées à la tresse qui est en connexion avec le système des électrodes. Les spires de l'hélice du conducteur constituent le circuit secondaire d'un transformateur, dont le primaire et la branche du noyau de fer qui le porte sont placés à l'intérieur de l'hélice et en dehors du tube qui la forme. Le trait épais de la figure 2

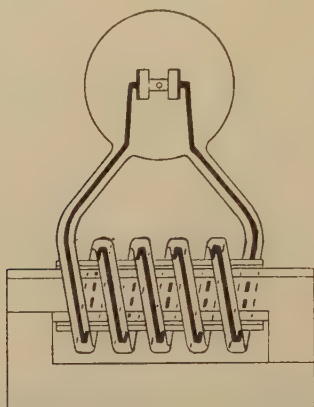


Fig. 2. — Dispositif pour la transmission de l'énergie.
Indication schématique.

Un tube hélicoïdal soudé à l'ampoule contient le secondaire qui avance jusqu'aux électrodes du corps noir. Ce circuit est représenté par le gros trait.

représente le conducteur du secondaire. La figure 3 est une photographie de l'ampoule avec l'hélice de l'appareil.

Transformateur. — J'ai calculé le transformateur pour une puissance maxima aux bornes du secondaire de 5 kilowatts fournie avec un courant de 500 ampères, le primaire étant alimenté par 110 volts, 50 périodes par seconde. Quelques-uns des chiffres résultant de ce calcul sont les suivants : section

effective du fer du noyau, 100 cm^2 (le noyau est formé de tôles d'une épaisseur de $0,4 \text{ mm.}$). Longueur moyenne du circuit magnétique dans le noyau, environ 110 cm. Au primaire 45 spires, au secondaire 5. Section effective du conducteur primaire, 39 mm^2 , celle du secondaire, 67 mm^2 .

Pour permettre le montage, le noyau est constitué par deux parties en forme de L. L'induction B maxima dans le fer est $10\,000$ gauss. Les tôles sont isolées entre elles par du papier et les boulons et écrous de serrage par des tubes et des

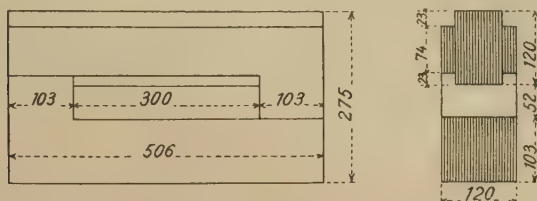


Fig. 4. — Schéma du noyau de fer du transformateur, en deux parties en forme de L pour permettre le montage. La partie inférieure de section rectangulaire. La longue branche de la partie supérieure en forme de croix. Dimensions en millimètres.

rondelles de bakélite. La partie inférieure en L du noyau est de section rectangulaire (de $120 \text{ mm.} \times 103 \text{ mm.}$), tandis qu'à la longue branche de la partie supérieure en L j'ai donné une section en forme de croix, que j'ai calculée pour donner le plus grand rendement pour le même encombrement. Les quatre grands côtés mesurent 74 mm. chacun et les huit petits 23 mm. chacun (voir fig. 4). Le primaire est isolé par une gaine en toile isolante et enroulé sur un tube en bakélite d'environ 145 mm. de diamètre. La longueur du secondaire est environ 3 m. , celle du primaire environ 22 m. A cause de la nature de l'appareil, il n'était pas possible de placer les deux circuits l'un sur l'autre sans laisser un espace appréciable entre eux. Il a donc

fallu consentir à un rendement pas très élevé. Ce rendement qui varie avec le régime oscille entre 0,79 et 0,96. L'utilisation de matière pour la puissance de 5 kilowatts revient à 56 watts par kg. de fer, 545 watts par kg. de cuivre et 51 watts par kg. de fer et de cuivre ensemble. Le poids du transformateur (fer du noyau et cuivre des enroulements) atteint à peine 100 kg. Le conducteur primaire est un câble souple formé de 1 240 fils fins. La tresse souple du secondaire est formée de 2 120 fils fins. Le tube hélicoïdal en pyrex qui la contient a un diamètre d'environ 35 mm. La tresse connectée au système des électrodes est identique à celle du secondaire. Elle est reliée à cette dernière au moyen de serre-fils constitués par un tube de laiton contre la surface intérieure duquel les bouts des tresses sont serrés par deux pièces de laiton en tronc de cône rapprochées entre elles au moyen d'une vis. Ces serre-fils ne touchent pas directement les tubes de verre, mais sont entourés de pièces de mica, pour une meilleure sécurité mécanique.

Montage. — L'appareil est assemblé et monté dans une boîte en tôle d'acier comme on le voit dans la figure 5 ; cette photographie a été prise avant de mettre en place l'un des côtés de la boîte. La hauteur et d'orientation de l'appareil sont commandées par trois vis de réglage sur les écrous desquelles la boîte est portée. Les courts prolongements d'une armature en acier renforçant la boîte viennent reposer sur ces écrous. Le diamètre extérieur des écrous est de 60 mm., celui des vis, 30 mm. et leur longueur, 30 cm.

Ces vis sont fixées sur un cadre en acier de 60 cm. $\times$ 55 cm., muni de roues de 8 cm. de diamètre. Les déplacements de l'appareil pour les réglages se font facilement et sans danger ; il suffit d'appliquer l'effort directement sur les bords des roues. Le transformateur est posé dans la boîte par l'intermédiaire de pièces en bois. L'ampoule est supportée par des pièces d'acier légères et dûment courbées qui reposent sur

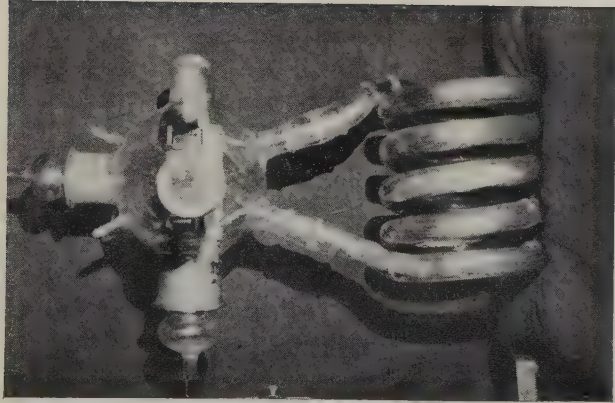


Fig. 3. — Une photographie de l'ampoule avec le tube hélicoïdal soudé à celle-ci et contenant le secondaire du transformateur, l'ensemble constituant une enveloppe isolée. A l'avant de l'ampoule, la fenêtre en silice fondue transparente pour la sortie du rayonnement. A droite et à gauche, les tubulures recevant le support du corps noir avec ses électrodes ; celle de gauche reçoit un bouchon rodé auquel est soudé le tube de sortie de l'argon. Le tube d'entrée de l'argon est soudé au bouchon rodé qui ferme la tubulure du haut de l'ampoule.

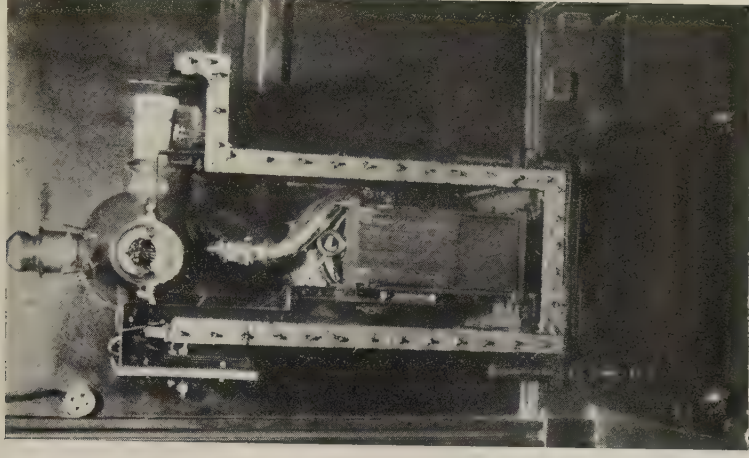


Fig. 5. — Le transformateur et l'ampoule montés sur le support de l'appareil avant de placer l'un des côtés et le couvercle de la boîte.

la boîte au moyen de vis de réglage. Ces pièces d'acier supportent l'ampoule par ses tubulures latérales. Le contact n'est pas direct; des feuilles de papier d'amianté attachées aux pièces d'acier sont interposées. La boîte contient de l'huile recouvrant le transformateur et l'hélice. Pour monter l'appareil, un des côtés de la boîte a dû être rendu amovible. Il est fixé au moyen de boulons et d'écrous, l'étanchéité à l'huile étant assurée au moyen d'une bande d'amianté graphité (hallite). Elle est fermée par un couvercle en tôle; ce couvercle présente deux ouvertures pour la sortie des tubes servant à la circulation des gaz et une ouverture devant la fenêtre en silice transparente (voir figure 6). Deux petites ouvertures supplémentaires ont été faites sur le couvercle pour faciliter les réglages. La hauteur de l'appareil jusqu'au sommet de la boîte est 130 cm. environ. Les bouts du primaire sont prolongés jusqu'à deux bornes en laiton vissées sur une pièce en bois, fixée à l'un des côtés de la boîte.

Fonctionnement. — Le corps noir fonctionne, dans une atmosphère d'argon. Avant la mise en marche on fait circuler un courant d'azote pendant quelques heures, puis un courant d'argon une demi-heure avant et pendant tout le fonctionnement. La circulation du gaz est prolongée un peu après le fonctionnement, jusqu'au refroidissement. Le gaz est purifié, avant d'entrer dans l'ampoule, en passant à travers un tube de silice opaque contenant du cuivre et chauffé électriquement⁽¹⁾,

(1). Pour enlever les traces d'oxygène dans le gaz. Le tube de silice est d'une longueur de 65 cm. et de 3 cm. de diamètre. Il est recouvert en son milieu sur 20 cm. d'un enroulement de chromel d'environ 0,4 mm. de diamètre en spirale et calorifugé sur cette longueur avec de la toile d'amianté enroulée jusqu'à un diamètre de 10 cm. Avec 110 volts, 2 ampères sur l'enroulement de chromel, le tube de quartz est porté à son milieu à quelques centaines de degrés C. mais il est peu chaud aux extrémités. La tournure de cuivre placée tout le long du tube se trouve en partie à la température optima pour absorber l'oxygène.

puis desséché en passant dans des vases contenant du chlorure de calcium, du pentoxyde de phosphore et des billes de verre. Les tubes de verre soudés aux bouchons d'entrée et de sortie de gaz sont connectés par des courts tubes de caoutchouc à des petits tubes rodés pour la connexion avec les systèmes d'entrée et de sortie. La sortie se fait sous l'huile et puis sous l'eau. Un manomètre en tube de verre en U,

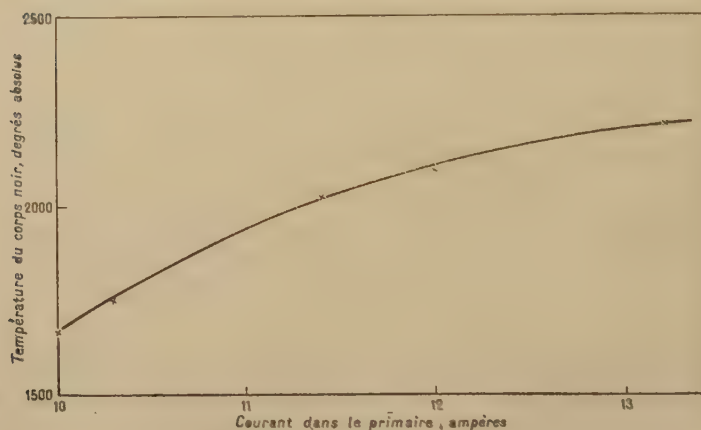


Fig. 7c

rempli en partie d'eau ou d'huile, branché avant la sortie, donne une indication de la différence de pression (différence très faible).

La température est facilement mesurée au moyen d'un pyromètre optique à filament disparaissant. Elle peut aussi être repérée au moyen de courbes qui donnent la température du corps noir en fonction du courant primaire. La courbe de la figure 7 donne cette indication dans une certaine étendue pour le corps noir actuellement en place dans l'appareil. Mais quand l'appareil est utilisé pour des mesures de précision, il faut toujours mesurer la température du corps noir avec un pyromètre bien étalonné. Après avoir attendu un

certain temps, la température du corps noir se maintient facilement constante en maintenant le courant primaire constant.

Dans les figures 8 et 9, on voit deux photographies agrandies du corps noir en fonctionnement.

L'appareil est capable de fonctionner à des températures supérieures à celles indiquées plus haut. Avant de monter l'appareil j'avais fait des essais avec le transformateur en employant un circuit secondaire identique à celui dans l'hélice, mais placé dans l'air (sans ampoule). Dans certains de ces essais, le secondaire était branché sur des baguettes en carbone de différentes dimensions.

Ainsi des températures très hautes furent obtenues. La mesure était faite avec un pyromètre à filament disparaissant. La température maxima de 3500°C . qui pouvait être lue sur le pyromètre était beaucoup dépassée. Pour une indication de l'ordre de la température obtenue, j'avais placé devant le pyromètre un écran absorbant; dans ces conditions, la température au pyromètre sur le cratère positif de l'arc au carbone affaibli par l'écran était à la division 2470 du pyromètre. Des baguettes de carbone de 5 mm. de diamètre branchées entre les électrodes du secondaire du transformateur atteignirent des températures dépassant beaucoup l'indication de la division 2500, et même celle de 3500 dans un cas, du pyromètre fonctionnant avec l'écran additionnel. En ajoutant un deuxième écran absorbant, la lecture pour le cratère positif était portée à la division 1715 du pyromètre, et dans ces conditions encore la division 3500 du pyromètre fut dépassée pour une baguette branchée au secondaire du transformateur. L'expérience étant faite dans l'air, ne durait qu'un temps relativement court, de l'ordre de 5 secondes. Elle pourra présenter plus d'intérêt si elle est faite dans l'ampoule. La température dans l'appareil monté n'a pas été poussée beaucoup au delà de la température indiquée plus haut (2400°K). L'accès à l'intérieur de l'ampoule étant quelque

peu difficile, le remplacement du tube de carbone constituant le corps noir demande un temps un peu long. Une deuxième ampoule en pyrex est construite. Elle est en forme de cloche de 30 cm. de diamètre. Elle est faite en deux parties, reliées par des rodages plans. Ainsi le remplacement du corps noir pourra être effectué rapidement. Tous les rodages qu'elle porte sont plans; les essais ont montré qu'elle résiste au vide et que son étanchéité est bien assurée (avec un joint de caoutchouc résistant à 180° C.; on peut aussi employer à la place du caoutchouc une rondelle métallique avec graissage et refroidissement par circulation d'eau).

En utilisant cette ampoule, on pourra atteindre des températures aussi hautes que la substance du corps noir pourra le permettre. On pourra obtenir des résultats à des hautes températures, même auxquelles cette substance ne pourra durer longtemps en s'arrangeant pour que les expériences puissent être de courte durée. On pourra aussi employer des corps noirs de plus grandes dimensions.

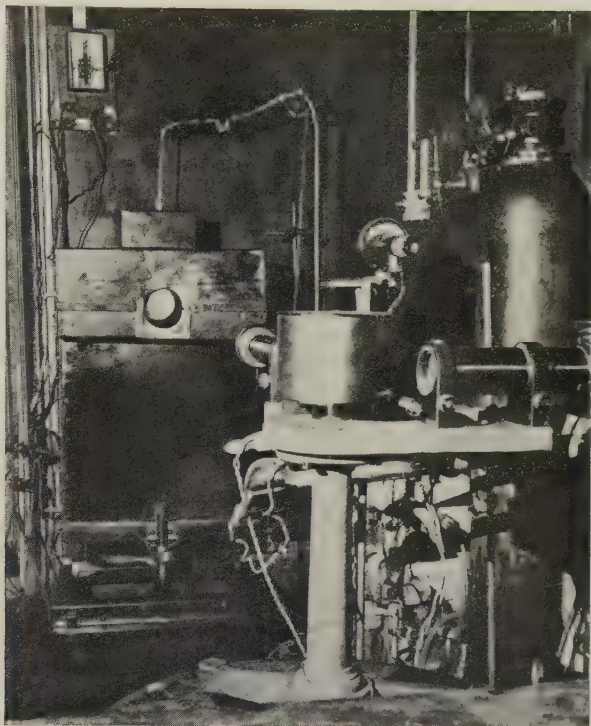


Fig. 6. — L'appareil en fonctionnement.

Devant l'appareil, un spectrographe (la lentille de projection sur la fente est enlevée, pour prendre cette photographie). A droite, un dispositif pour la purification du gaz avant sa circulation dans l'appareil.

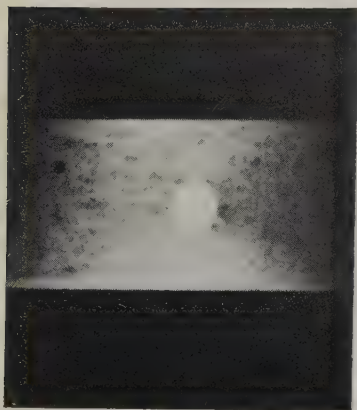


Fig. 8 et 9. — Photographies agrandies du corps noir en incandescence.

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

CHAPITRE II

Rayonnement intégral maintenu à une température fixe par un métal en ébullition.

Importance des températures fixes. — Le rayonnement intégral a l'avantage d'être fonction uniquement de la température du corps noir qui l'émet. Il en résulte l'intérêt que présente la réalisation de corps noirs à températures maintenues fixes par des phénomènes physiques reproductibles identiques à eux-mêmes dans des conditions bien déterminées [12]. Les mesures faites avec ces instruments conserveront leur valeur, les résultats pouvant être corrigés si l'on obtenait ultérieurement une détermination plus précise de la température.

Pour obtenir un rayonnement intégral à température fixe, on a eu recours généralement aux points de fusion de métaux. On a employé des corps noirs en forme de tube métallique dont on élevait la température jusqu'à la fusion. Le phénomène est de courte durée. Pour prolonger cette durée, on emploie un bain de métal à sa température de fusion dans lequel on immerge en partie un tube réfractaire dont le bout inférieur est fermé; on maintient la température fixe pendant qu'il persiste une partie solide de métal dans le bain [13], [14].

J'ai pensé à obtenir des points fixes de température de rayonnement intégral avec les températures d'ébullition de métaux. En opérant avec le même métal sous pression donnée dans des conditions définies on obtiendra un rayonnement intégral à température constante pour une longue durée.

Je décrirai dans la suite la réalisation d'un appareil basé sur ce principe.

Réalisation d'un radiateur intégral à température maintenue constante par du zinc en ébullition.

J'ai constitué un corps noir à la température de l'ébullition du zinc (1180° K.). Pour éviter l'oxydation, l'ébullition a lieu en présence d'azote, ou d'argon, à pression atmosphérique, le gaz circulant à travers l'appareil.

J'ai trouvé préférable, après plusieurs essais, d'employer de la silice fondue transparente pour la substance du creuset. Celui-ci est constitué par un tube de quartz fondu transparent, C, d'environ 3 cm. de diamètre et 42 cm. de hauteur (voir fig. 10). Le fond de ce tube est fermé et reçoit le zinc. Un second tube en quartz, E, coaxial avec le premier et à l'intérieur de celui-ci, est terminé à son extrémité inférieure par une sphère, B, d'environ 1,5 cm. de diamètre, qui constitue le corps noir et se trouve à 4 cm. environ du fond du tube extérieur.

Les deux tubes sont soudés ensemble par leurs bords supérieurs, F, isolant ainsi l'espace entre eux.

La circulation de gaz dans l'appareil est obtenue au moyen de deux tubes de quartz horizontaux, T, de 10 cm. de longueur chacun; ces tubes sont disposés suivant le même axe et sont soudés au tube extérieur à 8 cm. de son sommet. A partir de cette région la paroi de ce tube est double, D, presque jusqu'à son sommet. On évite ainsi un entraînement possible de zinc par le courant de gaz.

La sphère qui constitue le corps noir présente à sa partie supérieure un orifice de quelques millimètres de diamètre d'où l'on reçoit le rayonnement. A partir de cet orifice le tube intérieur continue vers le haut, d'abord en s'élargissant, puis avec un diamètre constant. Le gaz est purifié

avant d'entrer à l'appareil par les mêmes moyens que dans le cas de l'appareil à tube de carbone, précédemment décrit ; la sortie du gaz se fait également par le même dispositif sous l'eau.

Le chauffage est effectué par un courant électrique qui traverse un ruban, G, de chromel A, large de 3,2 mm. et épais de 0,2 mm., enroulé en 7 spires autour de la partie inférieure du tube extérieur et jusqu'à une hauteur inférieure à la surface du zinc. Des pointes, P, sont pratiquées dans cette région du tube pour empêcher les spires de se toucher ; de plus des ligatures en fil d'amiante sont employées pour maintenir le ruban de chromel en place. Les bornes, H, de ce ruban à partir de quelque distance du quartz sont triplées (pour diminuer leur résistance) ; elles sont supportées par des fils d'amiante dont l'autre bout est attaché à l'un des tubes latéraux de circulation de gaz comme on le voit dans la figure 11. Une feuille de carton d'amiante enroulée en cylindre est placée autour du conducteur à une distance d'environ 1 cm. Cette feuille présente un trou pour mesurer à travers celui-ci la température approximative du ruban au pyromètre optique ; la feuille est fermée en haut et en bas par des disques de carton d'amiante. (Ces pièces d'amiante sont supportées par le disque inférieur. Le disque supérieur présente une ouverture circulaire de même diamètre que le tube de quartz extérieur et est fait en deux parties pour la mise en place). Il n'y a pas intérêt à calorifuger fortement. Avec l'isolement thermique faible que je décris on obtient un réglage très fin de la température en agissant sur le courant chauffant. Dans la figure 11, qui est une photographie de l'appareil, le cylindre d'amiante et les disques, au lieu de leur place normale autour du ruban de chromel, sont posés au-dessous de l'appareil, afin que cet enroulement soit visible. Le courant dans le ruban de chromel est très approximativement 15 ampères ; la puissance dissipée, 600 watts

environ. La pression dans l'appareil était de 1 mm. de mercure au-dessus de la pression atmosphérique.

Un deuxième enroulement en fil de chromel d'environ 0,5 mm. de diamètre enveloppe le tube extérieur depuis quelques centimètres au-dessus du premier enroulement jusqu'à un peu au-dessous des tubes de circulation de gaz ; les spires sont séparées par des spires de fil d'amiante. Il se compose de deux circuits en parallèle de 260 cm. environ de longueur chacun. Il sert à maintenir les parois du quartz à une température de l'ordre de 700° C., avec un peu plus de 1,5 ampère dans le fil, et a pour effet d'empêcher les vapeurs du zinc de se solidifier sur les parois et de les obliger à retomber à l'état liquide. (Cet enroulement n'est pas représenté dans la figure 10. On le distingue facilement dans la figure 11).

A la fin de chaque expérience le zinc est vidé pour éviter une rupture du quartz pendant la solidification du zinc. Pour effectuer l'évacuation du zinc un tube oblique (en silice fondue) est soudé au tube extérieur à 17 cm. de son fond. Ce tube est fermé par un bouchon rodé et attaché pour être bien maintenu en place. Il sert aussi à l'introduction du zinc avant l'expérience. Il est aussi chauffé au moyen d'un enroulement de fil de chromel qui l'enveloppe pour empêcher la solidification de zinc sur ses parois. Ce tube est indiqué en pointillé dans la figure 10, L.

L'appareil est supporté par les tubes horizontaux de circulation de gaz ; ces tubes sont enveloppés de caoutchouc dans la région où ils reposent sur des supports en V sur lesquels ils peuvent tourner, tout l'appareil tournant en même temps ; l'appareil a été rendu capable de cette rotation, car en le faisant tourner ainsi on en vide le zinc facilement à la fin de l'expérience. Pendant cette opération le courant dans le ruban de chromel est diminué, mais laissé suffisamment intense pour maintenir le zinc à l'état liquide.

L'appareil, après être vidé, est nettoyé à l'acide chlorhydrique et à l'eau.

Des essais ont été faits avec la sphère en quartz consti-

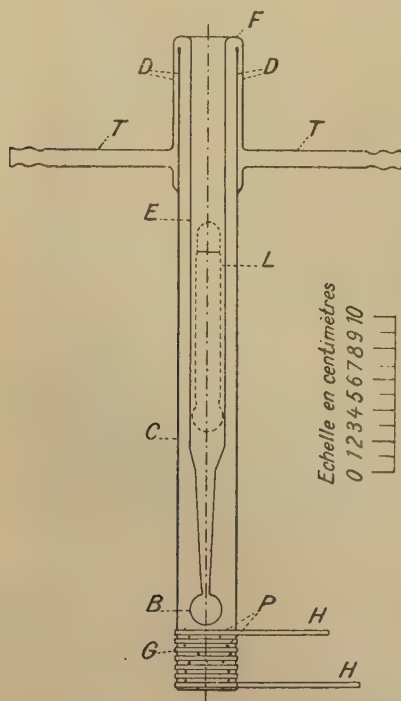


Fig. 10. — Radiateur intégral à ébullition de zinc.

B, corps noir ; E, tube intérieur en quartz ; C, tube extérieur en quartz ; L, tube servant à introduire et à vider le zinc ; T, tubes servant à la circulation de gaz ; D, paroi double du tube extérieur en sa partie supérieure ; G, enroulement chauffant en ruban de chromel ; P, pointes maintenant l'enroulement en place ; H, bornes de l'enroulement.

tuant le corps noir plongée dans le zinc en ébullition ; dans d'autres essais la sphère était dans les vapeurs un peu au-dessus du zinc en ébullition. Dans les deux cas on obtient

une température constante pour une durée aussi longue qu'on désire. Des expériences dépassant la durée de 10 heures consécutives ont été faites avec l'appareil. Le fonctionnement avec la sphère dans les vapeurs présente l'avantage d'éliminer un doute sur la constance de la température suivant la profondeur dans la masse liquide à cause de la variation de pression avec la profondeur⁽¹⁾.

Il est connu [17] qu'on observe trois états d'ébullition, une faible agitation de la surface, une ébullition décidée, et une ébullition violente avec projection de matière. Il n'est pas difficile de maintenir la température constante dans cet appareil avec l'un quelconque de ces états. Le troisième est plus facile à maintenir que les autres, mais ceux-ci présentent plus d'intérêt, car on en obtient une meilleure uniformité de température.

Pour perfectionner les conditions de corps noir on peut noircir la surface intérieure de la sphère de quartz. Cela présente quelques difficultés car elle est exposée à l'air. On peut obtenir de bons résultats avec de la poudre de graphite appliquée au moyen de glucose. Pour éviter le contact avec l'oxygène on arrange un écoulement d'argon au sommet du tube intérieur au moyen d'un petit tube qui y pénètre un peu.

Le rayonnement est habituellement reçu au moyen d'un prisme à réflexion totale (comme on le voit dans la figure 11). Dans les premiers essais le corps noir était disposé avec son axe horizontalement ; cette disposition est plus simple et elle évite aussi la réflexion généralement nécessaire dans l'autre

(1) Dans les conditions de l'appareil la variation de température pourrait être de l'ordre d'un demi-degré entre le fond et l'orifice du corps noir, suivant un calcul basé sur les données du *Recueil de Constantes physiques* [15] et des *International Critical Tables* [16]. On peut d'ailleurs diminuer cette variation de température en changeant la forme du corps noir de manière à diminuer sa hauteur.



Fig. 11. — Photographie du corps noir à ébullition de zinc.
 (Les pièces d'amiante qu'on voit au-dessous de l'appareil sont normalement placées
 autour de l'enroulement en ruban de chromel qui entoure l'extrémité inférieure
 de l'appareil.)

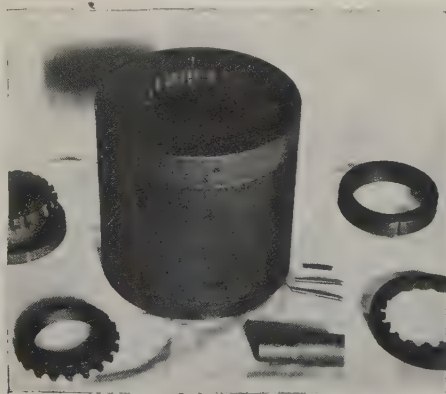


Fig. 13.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS

disposition ; celle-ci cependant présente l'avantage d'une meilleure symétrie pour l'uniformité de température.

Indications pour l'utilisation de plus hauts points d'ébullition. — Le moyen de chauffage par conducteurs métalliques parcourus par des courants électriques est commode et présente une bonne souplesse pour un réglage sensible de température. Il serait intéressant d'employer ce moyen pour constituer des corps noirs à des températures maintenues constantes par des métaux bouillant à des températures plus hautes que le zinc. J'ai fait une étude de ce problème ; quelques-unes des conclusions de cette étude sont les suivantes :

La substance indiquée pour le creuset et le corps noir est le carbone. On peut employer deux tubes de carbone coaxiaux à fond fermé, placés verticalement ; le tube extérieur servira de creuset ; le fond du tube intérieur présentera une cavité constituant le corps noir. Ces tubes avec l'enroulement chauffant seront disposés dans un autoclave étanche muni de fenêtres de silice fondue transparente ; on fera circuler dans l'autoclave un gaz inerte, par exemple de l'argon. On peut employer le molybdène ou le tungstène comme conducteur chauffant. Quand sa température n'atteint pas 2000° C. on peut enrouler du ruban de molybdène sur un tube réfractaire, tel que l'alundum. Ainsi on pourrait obtenir des résultats avec l'ébullition de plomb (environ 1850° K.). Cependant pour de plus hautes températures (comme par exemple les points d'ébullition de l'argent, 2200° K., ou de l'étain, 2530° K.) l'emploi de substances réfractaires comme appui de l'enroulement chauffant devient difficile. Je suggère le moyen suivant pour obvier cette difficulté. Le conducteur, en forme de ruban, est disposé de manière que ses branches AB soient verticales (voir figure 12 qui représente schématiquement le principe du dispositif). La partie chaude à haute température se trouve entre CC' et DD' entourée de toutes parts de pièces de carbone qui laissent sortir les bran-

ches du conducteur par des orifices F. Dans la partie chaude entre CC' et DD' le ruban est très près des pièces à chauffer mais sans être en contact avec aucune pièce. (La partie en carbone à chauffer se trouve d'un côté du conducteur parallèlement au plan de la figure. De l'autre côté c'est aussi du carbone calorifugé plus loin par un réfractaire). Les branches verticales du conducteur sont connectées par des branches horizontales AA, BB. C'est par les branches hori-

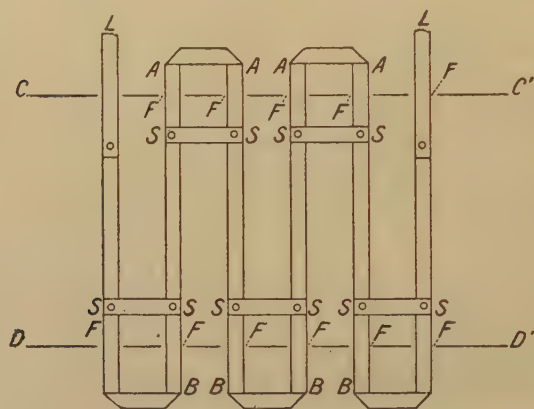


Fig. 12.

zontales AA que le conducteur est supporté par l'intermédiaire de petits tubes réfractaires horizontaux placés au-dessus des branches AA. Ces branches sont attachées aux tubes réfractaires avec du fil et les tubes sont attachés au support du dispositif. Les branches BB sont attachées de la même manière sur une pièce libre de se déplacer quand le ruban se dilate. Cependant les parties SAAS, SBBS ne sont traversées que par une très faible fraction du courant chauffant, car ces parties sont court-circuitées par les branches horizontales SS. Ces branches sont en ruban du même métal et sont fixées sur les bandes verticales par des rivets du même métal ou

soudées à l'autogène ; chaque branche SS est double, une pièce SS étant placée de chaque côté des branches AB. Le conducteur au lieu d'être une pièce unique avec les branches de support SAAS peut être une pièce unique avec les branches SS, les branches de support SAAS étant alors connectées au conducteur par des rivets ou par soudeure autogène ; on peut aussi donner une autre forme aux branches de support SAAS. Les bornes L sont triplées à partir de quelque distance avant de sortir de la région chaude. Ce moyen de chauffage permet d'augmenter le courant dans le conducteur jusqu'à la fusion ou la volatilisation du métal du conducteur. Les métaux indiqués sont évidemment le molybdène et le tungstène. Quand ce dispositif est employé pour chauffer un creuset

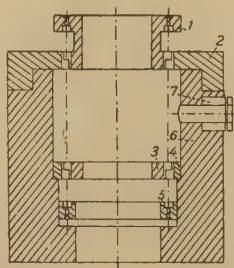


Fig. 14.

cylindrique il doit affecter une forme analogue, de manière que le plan de la figure 12 représente le développement d'une surface cylindrique. Comme illustration je décrirai sommairement un tel dispositif que j'ai constitué pour une expérience. Il comporte 20 branches verticales en ruban de molybdène de 4 mm. de largeur et 0,15 mm. d'épaisseur ; ces branches sont disposées suivant une surface cylindrique d'environ 85 mm. de diamètre. La longueur totale de chaque branche est de 135 mm. et celle traversée par le courant total est de 60 mm. Le support est fait en pièces de carbone qualité U. S. de la Société Le Carbone (¹). La figure 13 montre le

(¹) Nous sommes très reconnaissants à la Société Le Carbone, qui nous a gracieusement offert ces pièces de carbone ; nous exprimons aussi nos vifs remerciements à M. Causse de cette Société qui a surveillé la construction, excellente à tous points de vue, de ces pièces.

Nous sommes aussi reconnaissants à la maison Molybdenum Company qui nous a offert le ruban de molybdène.

dispositif monté ; à côté de celui-ci on voit les pièces de carbone dont il est constitué. La figure 14 est un dessin de la monture en carbone qui supporte le circuit de molybdène et qui forme la partie extérieure de la région chaude. Les branches verticales du ruban de molybdène sont disposées suivant les axes verticaux de part et d'autre de l'axe central de symétrie.

Il ne faudrait pas calorifuger trop fortement. On peut employer des circuits supplémentaires chauffant à des températures plus basses que celle du circuit principal. Avec des circuits chauffants, à la place d'une augmentation d'isolement thermique, on obtiendra une bien meilleure souplesse dans le réglage de la température.

CHAPITRE III

MESURES.

Méthode et considérations théoriques.

Méthode.

Pour mesurer les intensités énergétiques relatives des radiations émises par une source, on emploiera un système dispersif, un spectrographe à prisme ou à réseau, qui donnera le spectre du rayonnement étudié sur le récepteur qui sera par exemple la plaque photographique ⁽¹⁾. Sur la même plaque, dont les différentes régions sont supposées identiques, on photographiera avec le même temps de pose d'autres spectres, comprenant les longueurs d'onde du spectre étudié et provenant d'un rayonnement intégral dont la distribution spectrale d'intensité est connue. Ces spectres différencieront l'un de l'autre d'une manière connue en employant par exemple un des moyens de gradation indiqués plus loin. Chaque radiation étudiée sera encadrée entre les radiations de même longueur d'onde des spectres du rayonnement intégral ⁽²⁾.

⁽¹⁾ Ces considérations sont analogues si l'on emploie un autre récepteur, par exemple la cellule photoélectrique.

⁽²⁾ Si le spectre étudié ne contient pas de raies convenables pour repérer les longueurs d'onde on superposera un spectre de raies par lequel on déterminera les longueurs d'onde en prenant soin que le spectre superposé ne donne pas d'autre impression que ses raies. Sur le spectre du rayonnement intégral il faut toujours superposer un tel spectre de repère des longueurs d'onde.

Le spectre de repère doit autant que possible contenir des simplets comme points fondamentaux de repère. Avec des doublets non résolus, les intensités des composantes ne donnant pas des impressions égales, le maximum d'opacité du doublet se déplace quand le temps de pose varie.

On étudiera ensuite les opacités de la plaque dans les divers spectres par un microphotomètre ⁽¹⁾.

Pour chaque longueur d'onde, on tracera une courbe des intensités ou plutôt des logarithmes des intensités ⁽²⁾ en fonction des densités (logarithmes des opacités). Cette courbe donnera pour la densité du rayonnement étudié le logarithme de l'intensité correspondante. On obtiendra ainsi les intensités relatives du rayonnement étudié pour les diverses longueurs d'onde ⁽³⁾.

L'emploi de la méthode, évidemment, ne présente pas de difficulté, si, au lieu du rayonnement intégral, on gradue le rayonnement étudié.

Moyens de gradation. — Il existe divers moyens de gradation. Voici la description de quelques-uns :

Diaphragmes. — Des diaphragmes rectangulaires [21] sont convenablement placés, par exemple normalement aux rayons parallèles à la sortie du collimateur ; l'ouverture du plus grand diaphragme doit être évidemment plus petite que la section effective du faisceau. Le côté du diaphragme parallèle à l'arête du prisme du spectrographe varie en longueur symétriquement d'un diaphragme à l'autre, l'autre côté demeurant constant. Ce moyen entraîne des erreurs quand la lentille n'est pas uniformément éclairée ou que la substance des lentilles est sensiblement absorbante aux radiations mesurées. On peut dans ces cas placer convena-

⁽¹⁾ Pour la description de microphotomètres, voir Fabry et Buisson [18] et Chalonge et Lambert [19].

⁽²⁾ On emploie généralement les logarithmes des intensités ; on tâche autant que possible d'opérer dans la région où la densité est une fonction linéaire du logarithme de l'éclairement. Pour l'étude des plaques photographiques voir la publication de MM. Fabry et Buisson dans la *Revue d'Optique* sur les lois du noircissement des plaques photographiques [20].

⁽³⁾ On peut avoir à employer plus d'un cliché pour les diverses régions du même spectre. La correspondance entre deux clichés s'établira facilement par les résultats obtenus pour une même longueur d'onde se trouvant sur les deux clichés.

blement des diaphragmes circulaires présentant des ouvertures suivant des secteurs, et leur donner un mouvement de rotation pour la symétrie.

Quelle que soit la forme des diaphragmes, on doit éviter des dimensions où la diffraction interviendrait de manière à influencer les résultats.

Grilles. — Dans le cas de non-uniformité dans le faisceau diaphragmé on peut employer des grilles en toile métallique. Avec ce moyen la diffraction est importante et réclame un étalonnage soigné [22]. On a aussi employé comme grilles des plaques perforées [23].

Coins photométriques. — Ils consistent d'un coin en verre absorbant juxtaposé à un coin identique en verre transparent de manière que l'épaisseur de l'ensemble soit constante dans toute sa longueur. Il faudra employer deux tels ensembles avançant en sens inverses (comme dans le pyromètre de Ribaud [41]) et ne pas utiliser la partie où l'épaisseur totale de verre absorbant ne sera pas constante dans tout le faisceau utilisé. Il faut aussi que chaque ensemble présente une partie entièrement transparente d'épaisseur égale à l'épaisseur totale et suffisamment longue pour occuper tout le faisceau utilisé; cette partie sera insérée dans le faisceau non gradué. On peut simplifier le dispositif en employant un nombre variable de verres absorbants identiques à faces planes parallèles. Dans un cas comme dans l'autre l'affaiblissement n'est pas dû à l'absorption seulement mais aussi aux réflexions des faces. Il est préférable de faire un étalonnage, par exemple avec des diaphragmes rectangulaires dans des conditions appropriées. Il faut s'assurer qu'il n'existe pas de défauts dans le verre, tels que des bulles, susceptibles d'introduire des erreurs dans les mesures. Le verre absorbant doit être neutre dans la région du spectre mesurée, à moins que l'on consente à considérer un affaiblissement variable avec la longueur d'onde.

Polariseurs et analyseurs. — Le système polariseur-analyseur (Nicol, Glan, Glazebrook) est théoriquement très satisfaisant. Il présente des difficultés dans l'application, telles que la limitation de la section du faisceau vu la petitesse des cristaux. Il faut aussi prendre des précautions pour que d'autres effets de polarisation n'introduisent des erreurs dans les résultats. S'il y a polarisation du côté du spectrographe ou du côté de la source, il ne faut pas mettre la partie tournante du côté où il y a polarisation. S'il y a polarisation des deux côtés, il faut employer trois parties dont les deux extrêmes sont stationnaires et celle du milieu tournante [24].

Le système polariseur-analyseur combiné avec d'autres moyens de gradation (des diaphragmes rectangulaires par exemple) peut rendre un service important quand on a à comparer deux sources d'intensités très différentes, telles que le soleil et un corps noir à 2 500° K. Pour le soleil, on réglera le système à polarisation près de l'extinction ; pour le corps noir, on réglera le système pour avoir l'intensité maxima. On agira de plus sur l'un des rayonnements comparés avec des diaphragmes ou autrement.

Cas particulier : Variation de la température d'un rayonnement intégral. — Quand l'une des sources comparées est un corps noir dont on peut faire varier la température, et si c'est le rayonnement du corps noir que l'on gradue, on peut encadrer le spectre de l'autre rayonnement en portant le corps noir à des températures différentes. Ce moyen n'est pas sujet aux objections auxquelles les autres moyens sont exposés. On peut rencontrer une difficulté si, pour encadrer l'autre rayonnement, on est amené à utiliser le corps noir à des températures basses, où la mesure de sa température n'est pas aisée et précise par le moyen très commode de la pyrométrie optique.

Considérations théoriques.

La formule de Planck (1) écrite de manière à exprimer l'intensité J_λ (1) d'un rayonnement intégral émis par un corps noir à la température absolue T pour la longueur d'onde λ prend la forme :

$$J_\lambda = c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (2)$$

où c_1 et c_2 sont des constantes.

Formules approximatives. — Quand λT est très grand on trouve facilement, en développant $e^{\frac{c_2}{\lambda T}}$ en série, que l'expression (2) devient approximativement :

$$J_\lambda = \frac{c_1}{c_2} \frac{T}{\lambda^4} \quad (3)$$

ce qui est la formule de Rayleigh-Jeans. Elle n'est valable, avec une approximation suffisante pour les températures habituellement utilisées, que pour les grandes longueurs d'onde (dans l'infra-rouge); elle est très inexacte dans le visible et dans l'ultra-violet.

Quand, au contraire, λT est très petit, le terme 1 dans le dénominateur de (2) devient négligeable devant $e^{\frac{c_2}{\lambda T}}$ et l'expression (2) est réduite à :

(1) Je parlerai de l'intensité J_λ . Si l'on est intéressé à d'autres grandeurs, la radiance r_λ ou la brillance b_λ par exemple, on sait bien comment elles sont reliées à l'intensité ($r_\lambda = \pi b_\lambda$;
 $b_\lambda = \frac{J_\lambda}{S \cos \theta}$, S étant la surface utilisée de la source (petite par rapport à la distance), θ l'angle de la direction avec la normale à la surface). Pour passer d'une grandeur photométrique à une autre il suffit de changer la constante c_1 dans le même rapport. Pour ces questions, voir le livre *Introduction Générale à la Photométrie* de M. Fabry (Edition de la *Revue d'Optique*, 1927).

$$J_{\lambda} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (4)$$

qui est la formule de Wien, valable pour les températures habituelles dans l'ultra-violet et le visible avec une très satisfaisante approximation. Elle est en conséquence très utilisée; il importe donc de voir quand on peut l'employer avec l'approximation voulue. On pourra exprimer le résultat en fonction de T , ou de λ_m en introduisant la relation :

$$\lambda_m T = \text{Constante} = 2885 \text{ micron degré} \quad (5)$$

où λ_m est la longueur d'onde, correspondant au maximum de l'intensité à la température absolue T .

Si δJ_{λ} est la différence entre les valeurs données par la formule de Planck (2) et par celle de Wien (4), on a :

$$\frac{\delta J_{\lambda}}{J_{\lambda}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (6)$$

(J_{λ} au dénominateur de (6) est la valeur donnée par la formule de Planck). Si l'on veut que $\frac{\delta J_{\lambda}}{J_{\lambda}}$ soit plus petit que $1/p$ on trouve que l'on peut employer la formule de Wien quand on a :

$$\lambda < \frac{c_2 \log_{10} e}{\log_{10} p} \cdot \frac{1}{T} \quad (7)$$

En multipliant et en divisant par λ_m on a :

$$\lambda < \frac{c_2 \log_{10} e}{2885 \log_{10} p} \lambda_m \quad (7')$$

Les expressions (7) ou (7') permettent de se rendre compte immédiatement si l'on peut utiliser la formule de Wien avec l'approximation admise. Si $1/p = 1/100$, on trouve $\lambda < 1,1 \lambda_m$.

Comme le plus souvent c'est la formule de Wien que nous employons, c'est cette formule qui sera considérée dans la suite.

Interprétation des mesures; calculs. — Quand on étudie des intensités relatives, la constante c_1 disparaît, puisqu'on considère le rapport des intensités; on considère donc dans les calculs, pour simplifier, la constante c_1 comme égale à l'unité. Dans la suite J'_λ désignera la valeur de J_λ quand on pose $c_1 = 1$.

La constante c_2 n'est pas connue avec une très haute précision. Sa valeur actuellement admise (7^e Conférence Générale des Poids et Mesures, Paris 1927; Congrès International de l'Eclairage, 1928) ⁽¹⁾ est :

$$c_2 = 14\,320 \text{ micron degré.}$$

Dans les calculs, on procède habituellement en employant le logarithme de J_λ (ou de J'_λ). Avec un nombre suffisant de points calculés, on construit une courbe de $\log J_\lambda$ (ou de $\log J'_\lambda$), en fonction de λ pour la température utilisée. Sur cette courbe on repère les $\log J_\lambda$ (ou les $\log J'_\lambda$) pour les longueurs d'onde des mesures. (On peut évidemment calculer directement ces valeurs au lieu d'employer une courbe, mais, comme d'habitude pour ces calculs on emploie des tables, l'emploi de la courbe rend le travail plus rapide, tout en conservant une précision suffisante). Puis pour chaque longueur d'onde, pour laquelle on mesure l'intensité relative du rayonnement étudié ⁽²⁾, on obtiendra les valeurs avec lesquelles on tracera la courbe où l'on interpolera la valeur du logarithme de l'intensité mesurée en tenant compte du mode de gradation. Par exemple, si l'on emploie des diaphragmes, on ajoutera à $\log J_\lambda$ (ou à $\log J'_\lambda$) le logarithme, avec son signe algébrique, du rapport des aires des diaphragmes correspondant pour chaque point. Si au lieu de la gradation

⁽¹⁾ Pour les valeurs de ces constantes voir les publications [25], [26], [27].

⁽²⁾ Dans le cas où l'on mesure un spectre continu, on considérera un nombre suffisant de longueurs d'onde, les longueurs d'onde consécutives étant suffisamment rapprochées.

d'un rayonnement intégral à une seule température, on a employé des rayonnements intégraux à diverses températures, on construira une courbe de $\log J_\lambda$ (ou de $\log J'_\lambda$) en fonction de λ pour chaque température. Ces courbes donneront directement, pour chaque longueur d'onde des mesures, les valeurs qui serviront à tracer la courbe sur laquelle on interpolera la valeur de l'intensité mesurée pour cette longueur d'onde.

Pour obtenir les valeurs du rayonnement intégral aux différentes températures et longueurs d'onde des différentes mesures, il faut des calculs qui sont longs et pénibles s'ils sont faits directement chaque fois. Le travail est beaucoup abrégé si l'on emploie des tables. Il existe des tables [28], [29], [30] qui donnent les valeurs relatives du rayonnement intégral à diverses longueurs d'onde pour des températures données. Dans l'ouvrage cité de M. Fabry on trouve une table [31] valable pour toutes les températures; avec cette table, on peut moyennant un calcul simple obtenir les valeurs de la distribution énergétique spectrale du rayonnement intégral pour chaque température.

Il m'a paru intéressant de préparer une table que je donne dans la suite et que j'ai employée dans les calculs des mesures que j'ai faites. Prenons les logarithmes des deux membres de la formule de Wien :

$$\log_{10} J_\lambda = \log_{10} c_1 - 5 \log_{10} \lambda - \frac{c_2}{\lambda T} \log_{10} e. \quad (8)$$

Dans les rapports donnant les intensités (ou radiances, etc.) relatives la constante c_1 disparaît. On peut donc prendre arbitrairement c_1 comme égal à l'unité et considérer l'expression ⁽¹⁾ :

⁽¹⁾ D'ailleurs même quand il ne s'agit pas de rapports c'est J'_λ qu'il est intéressant d'avoir. Suivant qu'on veut obtenir la radiance ou la brillance, etc, on donnera à c_1 la valeur correspondante et on multipliera J'_λ par cette valeur de c_1 ou bien on ajoutera $\log c_1$ à $\log J'_\lambda$.

$$\log_{10} J'_\lambda = -5 \log_{10} \lambda - \frac{c_2}{\lambda T} \log_{10} e \quad (9)$$

$$\left(\text{ou } J'_\lambda = \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right) \quad (9')$$

La table suivante donne les valeurs de $5 \log_{10} \lambda$ et de $\frac{c_2}{\lambda} \log_{10} e$ pour les longueurs d'onde entre 0,30 et 0,80 μ .

Pour obtenir les valeurs correspondantes à une température T, on divisera $\frac{c_2}{\lambda} \log_{10} e$ par T et on ajoutera le quotient pris avec le signe moins à la valeur correspondante de $5 \log_{10} \lambda$ prise aussi avec le signe moins. On obtiendra ainsi $\log_{10} J'_\lambda$. Le travail est abrégé si, au lieu de faire les divisions par T, on multiplie par l'inverse de T. Avec cette table et en employant une machine à calculer on obtient aisément et rapidement les valeurs à employer dans les calculs dans l'étude des résultats des mesures.

TABLE

λ en microns	λ^5	λ^{-5}	$5 \log_{10} \lambda$	$-5 \log_{10} \lambda$	$\frac{14\ 320}{\lambda}$ $\times \log_{10} e$	λ
0,30	$24\ 300 \times 10^{-7}$	411,52	2,38561-5	2,61439	20 730,32	0,30
0,31	28 629	349,29	2,45681	2,54319	20 061,60	0,31
0,32	33 554	298,02	2,52575	2,47425	19 434,68	0,32
0,33	39 135	255,52	2,59257	2,40743	18 845,75	0,33
0,34	45 435	220,09	2,65739	2,34261	18 291,46	0,34
0,35	52 522	190,40	2,72034	2,27966	17 768,85	0,35
0,36	60 466	165,38	2,78151	2,21849	17 275,27	0,36
0,37	69 344	144,21	2,84101	2,15899	16 808,37	0,37
0,38	79 235	126,21	2,89892	2,10108	16 366,04	0,38
0,39	$90\ 224 \times 10^{-7}$	110,84	2,95532	2,04468	15 946,40	0,39
0,40	$10\ 240 \times 10^{-6}$	97,656	3,01030	1,98970	15 547,74	0,40
0,41	11 586	86,314	3,06392	1,93608	15 168,53	0,41
0,42	13 069	76,516	3,11625	1,88375	14 807,37	0,42
0,43	14 701	68,023	3,16734	1,83266	14 463,02	0,43
0,44	16 492	60,637	3,21726	1,78274	14 134,31	0,44
0,45	$18\ 453 \times 10^{-6}$	54,192	3,26606-5	1,73394	13 820,22	0,45

λ en microns	λ^5	λ^{-5}	$5 \log_{10} \lambda$	$-5 \log_{10} \lambda$	$\frac{14 \ 320}{\lambda}$ $\times \log_{10} e$	λ
0,46	$20 \ 596 \times 10^{-6}$	48,552	$3,31379-5$	1,68621	13 519,78	0,46
0,47	22 935	43,602	3,36049	1,63951	13 232,12	0,47
0,48	25 480	39,246	3,40621	1,59379	12 956,45	0,48
0,49	28 248	35,401	3,45098	1,54902	12 692,03	0,49
0,50	31 250	32,000	3,49485	1,50515	12 438,19	0,50
0,51	34 503	28,983	3,53785	1,46215	12 194,31	0,51
0,52	38 020	26,302	3,58002	1,41998	11 959,80	0,52
0,53	41 820	23,912	3,62138	1,37862	11 734,15	0,53
0,54	45 917	21,779	3,66197	1,33803	11 516,85	0,54
0,55	50 328	19,869	3,70181	1,29819	11 307,45	0,55
0,56	55 073	18,158	3,74094	1,25906	11 105,53	0,56
0,57	60 169	16,620	3,77937	1,22063	10 910,70	0,57
0,58	65 636	15,236	3,81714	1,18286	10 722,58	0,58
0,59	71 492	13,987	3,85426	1,14574	10 540,84	0,59
0,60	77 760	12,860	3,89076	1,10924	10 365,16	0,60
0,61	84 460	11,840	3,92665	1,07335	10 195,24	0,61
0,62	91 613	10,915	3,96196	1,03804	10 030,80	0,62
0,63	$99 \ 244 \times 10^{-6}$	10,076	3,99670	1,00330	9 871,58	0,63
0,64	$10 \ 737 \times 10^{-5}$	9,3132	4,03090	0,96910	9 717,34	0,64
0,65	11 603	8,6185	4,06457	0,93543	9 567,84	0,65
0,66	12 523	7,9851	4,09772	0,90228	9 422,87	0,66
0,67	13 501	7,4067	4,13037	0,86963	9 282,23	0,67
0,68	14 539	6,8779	4,16254	0,83746	9 145,73	0,68
0,69	15 640	6,3937	4,19425	0,80575	9 013,18	0,69
0,70	16 807	5,9499	4,22549	0,77451	8 884,42	0,70
0,71	18 042	5,5425	4,25629	0,74371	8 759,29	0,71
0,72	19 349	5,1682	4,28666	0,71334	8 637,63	0,72
0,73	20 731	4,8238	4,31661	0,68339	8 519,31	0,73
0,74	22 190	4,5065	4,34616	0,65384	8 404,19	0,74
0,75	23 730	4,2140	4,37531	0,62469	8 292,13	0,75
0,76	25 355	3,9440	4,40407	0,59593	8 183,02	0,76
0,77	27 068	3,6944	4,43245	0,56755	8 076,75	0,77
0,78	28 872	3,4636	4,46047	0,53953	7 973,20	0,78
0,79	30 771	3,2499	4,48814	0,51186	7 872,27	0,79
0,80	$32 \ 768 \times 10^{-5}$	3,0518	4,51545-5	0,48455	7 773,87	0,80

La cinquième colonne sert à éviter un calcul. Exemple :
Soit à trouver $\log_{10} J'_\lambda$ pour $T = 3 \ 128^\circ \text{ K}$, $\lambda = 0,70 \ \mu$. En
divisant le nombre correspondant de la sixième colonne
par 3 128 on obtient

$$\frac{8 \ 884,42}{3 \ 128} = 2,84029$$

En utilisant le nombre de la quatrième colonne on aura :

$$\log_{10} J'_\lambda = -4,22549 + 5 - 2,84029 = -2,06578.$$

Il faudra une opération de plus pour changer ce logarithme en logarithme avec mantisse positive. Cette opération est évitée si l'on emploie le nombre de la cinquième colonne (auquel on ajoute et on retranche 3 pour plus de commodité). On aura alors :

$$\log_{10} J'_\lambda = 3,77451 - 2,84029 - 3 = 0,93422 - 3$$

c'est-à-dire directement un logarithme à mantisse positive.

Après avoir divisé le nombre de la sixième colonne par T on peut, si l'on préfère, passer immédiatement du logarithme de la puissance de e au nombre et continuer le calcul avec les nombres au lieu des logarithmes en utilisant les valeurs de λ^5 ou de λ^{-5} , lesquelles sont également données dans la table.

J'ai donné dans la table un nombre de chiffres suffisant pour obtenir J'_λ avec le même nombre de chiffres significatifs que dans d'autres tables. Cependant on peut se contenter d'un nombre moindre de chiffres, car cela suffit dans les calculs et surtout car l'incertitude sur la valeur de la constante c_2 conduit à limiter en conséquence le nombre des chiffres utilisables. On ne devrait employer que le nombre de chiffres compatible avec la précision à laquelle on estime que c_2 est connu.

Cette table a été établie avec $c_2 = 14\,320$ micron degré. On peut se rendre compte de l'influence de la précision avec laquelle cette constante est connue au moyen des formules (14), (15) et (15') données plus loin.

Il est évident que la table est également applicable aux calculs avec la formule de Planck.

Précision. — Considérons, avec la formule de Wien, le

rapport des intensités pour deux longueurs d'onde λ et λ_0 pour une température T :

$$\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^5 e^{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) \frac{1}{T}}. \quad (10)$$

Si la température T est connue à δT près, l'erreur relative de ce rapport sera :

$$\frac{\delta \left(\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}} \right)}{\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}}} = c_2 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \frac{1}{T^2} \delta T. \quad (11)$$

On voit que pour la même valeur de δT l'erreur relative varie en raison inverse du carré de la température. Aussi, il est facile de voir que pour les mêmes valeurs de T et δT l'erreur relative augmente en valeur absolue quand la valeur absolue de la différence $\lambda - \lambda_0$ augmente (plus exactement elle augmente proportionnellement à la valeur absolue de la différence des fréquences).

Avec $\delta T = 1^\circ$, $\lambda = 0,40$, $\lambda_0 = 0,55 \mu$ cette erreur relative est environ 1 0/0 pour $T = 1000^\circ \text{ K.}$; 0,4 0/0 pour $T = 1500^\circ \text{ K.}$; 0,2 0/0 pour $T = 2000^\circ \text{ K.}$ Avec $\lambda = 0,40$, $\lambda_0 = 0,70 \mu$ elle est 1,5 0/0 pour $T = 1000^\circ$; 0,7 0/0 pour $T = 1500^\circ$; 0,4 0/0 pour $T = 2000^\circ \text{ K.}$

Avec $\delta T = 1^\circ$, $T = 1400^\circ \text{ K.}$, $\lambda_0 = 0,70 \mu$, cette erreur relative est 0,8 0/0 quand $\lambda = 0,40$; 0,4 0/0 quand $\lambda = 0,50$; 0,2 0/0 quand $\lambda = 0,60 \mu$.

La courbe de la figure 15 indique la variation de l'erreur relative en question avec la variation de température, entre 1000° et 4000° K. , quand $\lambda_0 = 0,70 \mu$, $\lambda = 0,40 \mu$.

Quand, au lieu de la gradation d'un même rayonnement intégral (de température constante), on emploie des rayonnements intégraux à des températures différentes, T , T_0 , le rapport des intensités pour un même λ est :

$$\frac{J_{\lambda, T}}{J_{\lambda, T_0}} = e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}. \quad (12)$$

L'erreur relative due aux incertitudes δT et δT_0 est :

$$\frac{\delta \left(\frac{J_{\lambda, T}}{J_{\lambda, T_0}} \right)}{\frac{J_{\lambda, T}}{J_{\lambda, T_0}}} = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{\delta T}{T^2} - \frac{\delta T_0}{T_0^2} \right). \quad (13)$$

Le signe moins devant $\frac{\delta T_0}{T_0^2}$ doit être conservé si l'on sait que δT et δT_0 sont du même signe ; autrement, il doit être remplacé par plus pour donner l'erreur maxima possible.

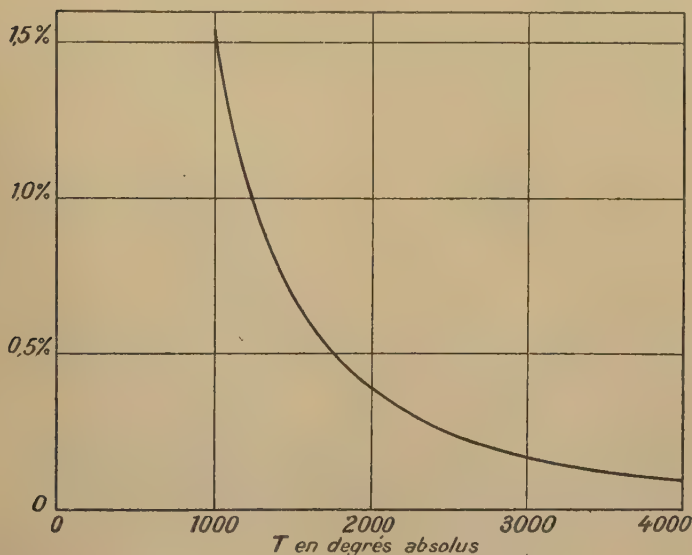


Fig. 15.

Pour $T_0 = 1400^\circ$, $T = 1300^\circ$ K., $\lambda = 0,50 \mu$, et pour chacun des δT , δT_0 égal à un degré et de signe contraire, cette erreur relative est 3 o/o ; mais si δT et δT_0 sont du même signe, l'erreur relative est 0,2 o/o.

On peut faire le calcul analogue d'erreur relative pour les moyens habituels de gradation si l'on connaît l'approximation dans la loi de la gradation utilisée.

Considérons aussi l'erreur due à l'imprécision avec laquelle la constante c_2 est connue. L'erreur relative sur J_λ est :

$$\frac{\frac{dJ_\lambda}{dc_2} \delta c_2}{J_\lambda} = - \frac{1}{\lambda T} \delta c_2. \quad (14)$$

Ainsi par exemple, si au lieu de la valeur $c_2 = 14\,320$ on considère $c_2 = 14\,330$, la variation relative sur J_λ pour $\lambda = 0,50 \mu$ est $-2\,0/0$ à $T = 1\,000^\circ \text{K.}$, ou $-1\,0/0$ à $T = 2\,000^\circ \text{K.}$

Cependant l'influence relative de l'imprécision de c_2 sur le rapport des intensités $\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}}$ pour deux longueurs d'onde à la température T (voir formule 10) est :

$$\frac{\frac{d}{dc_2} \left(\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}} \right) \delta c_2}{\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}}} = \frac{1}{T} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) \delta c_2. \quad (15)$$

Pour la même variation de c_2 que plus haut la variation relative de $\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}}$ pour $\lambda = 0,50 \mu$, $\lambda_0 = 0,40 \mu$ est $0,5\,0/0$ à $1\,000^\circ \text{K.}$ et $0,25\,0/0$ à $2\,000^\circ \text{K.}$

On peut aussi se rendre compte de l'influence de δc_2 sur le rapport des intensités pour la même longueur d'onde à deux températures différentes :

$$\frac{\frac{d}{dc_2} \left(\frac{J_{\lambda,T}}{J_{\lambda,T_0}} \right) \delta c_2}{\left(\frac{J_{\lambda,T}}{J_{\lambda,T_0}} \right)} = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \delta c_2 \quad (15')$$

Avec la même variation de c_2 que plus haut et pour $\lambda = 0,50 \mu$ on trouve : $0,2\,0/0$ quand $T_0 = 1\,000^\circ$, $T = 1\,100^\circ \text{K.}$; $0,02\,0/0$ quand $T_0 = 3\,000^\circ$, $T = 3\,100^\circ \text{K.}$; $0,2\,0/0$ quand $T_0 = 3\,000^\circ$, $T = 4\,000^\circ \text{K.}$

Correction pour la variation de la dispersion avec la longueur d'onde. — Quand une radiation est traduite dans le spectre par une raie, elle est monochromatique, c'est-à-dire qu'elle est émise en ondes d'une fréquence unique (ondes harmoniques simples, ou purement sinusoïdales) ⁽¹⁾; aussi, dans le cas d'un multiplet, ceci est vrai pour ses composantes. Mais, lorsqu'il s'agit d'un rayonnement donnant un spectre continu, théoriquement, les radiations élémentaires dont ce rayonnement se compose à chaque instant sont monochromatiques; cependant cela se passe à une échelle microscopique en comparaison avec l'échelle où les mesures sont faites. Dans l'échelle macroscopique des mesures, l'énergie associée à une radiation de fréquence unique, constituant de ce rayonnement continu, doit être assimilée à une quantité infiniment petite; pour considérer une énergie finie dans l'échelle macroscopique des mesures, il faut considérer un intervalle fini de fréquence ou de longueur d'onde.

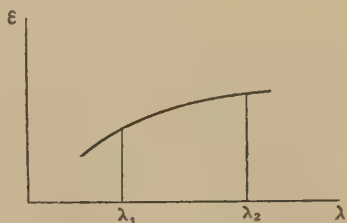


Fig. 16.

Traçons, comme d'habitude, une courbe (fig. 16), où les longueurs d'onde sont portées en abscisses; c'est l'aire de la courbe entre deux abscisses λ_1 et λ_2 , donnée par :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon d\lambda = w_{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (16)$$

ε étant les ordonnées, qui représente l'énergie $w_{\lambda_2 - \lambda_1}$ ⁽²⁾

⁽¹⁾ A la rigueur, observables comme des petits fragments de spectre continu par effet Doppler-Fizeau dû à l'agitation thermique, mais cet effet étant négligeable dans les cas usuels.

⁽²⁾ On entend l'énergie rayonnée pendant un temps donné, c'est-à-dire la puissance si ce temps est égal à l'unité de temps.

rayonnée en ondes de toutes les longueurs d'onde comprises entre λ_1 et λ_2 .

Une ordonnée ε ne représente que la dérivée de l'énergie :

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{d\lambda} \quad (17)$$

par rapport à la longueur d'onde.

Pour avoir donc une énergie mesurable à l'échelle macroscopique il faut prendre l'énergie dans un intervalle fini de longueur d'onde $\delta\lambda$, assez petit cependant pour que l'ordonnée moyenne de cet intervalle diffère d'une quantité négligeable de toute autre ordonnée dans le même intervalle. Nous aurons :

$$\int_{\lambda}^{\lambda+\delta\lambda} \varepsilon d\lambda = \varepsilon_{\lambda} \delta\lambda \quad (18)$$

où ε_{λ} est l'ordonnée moyenne de cet intervalle ⁽¹⁾. En prenant le même $\delta\lambda$ dans toutes les régions du spectre, on voit que les énergies relatives transportées aux différentes longueurs d'onde λ seront dans le même rapport que les ordonnées ε_{λ} correspondantes.

Considérons maintenant la mesure d'un spectre de raies monochromatiques par comparaison avec un spectre continu de distribution énergétique connue. Si $\delta\lambda$ est le même dans toutes les régions du spectre où s'étend la mesure, le calcul des intensités énergétiques relatives résulte des mesures directement (sans correction de dispersion). Soient deux raies monochromatiques de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 assimilées à des énergies E_1 et E_2 respectivement, les ordonnées du spectre continu étalon étant ε_1 et ε_2 pour λ_1 et λ_2 respectivement. Les mesures donneront :

$$E_1 = m\varepsilon_1\delta\lambda \quad E_2 = n\varepsilon_2\delta\lambda$$

⁽¹⁾ Si la dispersion est insuffisante ou la fente trop large, l'ordonnée moyenne ne donnera pas l'allure détaillée de la courbe. Un spectrographe qui ne résout pas un multiplet donnera l'énergie globale de tout le multiplet, tandis qu'un spectrographe qui le résout donnera les énergies relatives de ses composantes.

d'où l'on déduira directement le rapport cherché :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m\varepsilon_1}{n\varepsilon_2}. \quad (19)$$

$\delta\lambda$ disparaît, ε_1 , ε_2 sont donnés par la fonction ou par la courbe de distribution du spectre étalon, m et n sont fournis par la mesure.

Mais, en effet, la dispersion n'est pas constante le long du spectre, c'est-à-dire que la dérivée de la longueur d'onde par rapport à la distance x le long du spectre, $\frac{d\lambda}{dx}$, varie avec x le long du spectre. Or, quand nous comparons une radiation monochromatique (une raie) à celle de même longueur d'onde λ d'un spectre continu, la longueur δx occupée dans le spectre par la radiation monochromatique dépend de la largeur de la fente du spectrographe et est occupée par cette longueur d'onde seule; cependant, dans le spectre continu étalon, la même longueur δx contient nécessairement les longueurs d'onde voisines de λ , c'est-à-dire un intervalle $\delta\lambda$ correspondant au même δx . Si les énergies relatives de deux raies de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 sont E_1 et E_2 respectivement et si les énergies relatives du spectre continu dans les intervalles $\delta\lambda_1$ et $\delta\lambda_2$ autour des mêmes longueurs d'onde sont $\varepsilon_1\delta\lambda_1$ et $\varepsilon_2\delta\lambda_2$ respectivement, les mesures donneront :

$$E_1 = m\varepsilon_1\delta\lambda_1 = m\varepsilon_1 \left(\frac{d\lambda}{dx} \right)_{\lambda_1} \delta x,$$

$$E_2 = n\varepsilon_2\delta\lambda_2 = n\varepsilon_2 \left(\frac{d\lambda}{dx} \right)_{\lambda_2} \delta x,$$

et :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m\varepsilon_1 \left(\frac{d\lambda}{dx} \right)_{\lambda_1}}{n\varepsilon_2 \left(\frac{d\lambda}{dx} \right)_{\lambda_2}}. \quad (20)$$

Les $\delta\lambda$ ne s'éliminent pas ; les δx s'éliminent⁽¹⁾, mais il faut cependant connaître les valeurs de la dérivée $\frac{d\lambda}{dx}$ pour les longueurs d'onde employées. Ces valeurs seront calculées au moyen de la fonction :

$$\lambda = f(x),$$

connue analytiquement ou représentée par une courbe.

Mais quand nous comparons à la source continue étalon une autre source continue la complication due à la variation de dispersion disparaît, car cette variation est la même pour les deux spectres ; par exemple la comparaison pour la mesure des ordonnées ε'_1 et ε'_2 de la source continue étudiée donnera :

$$\varepsilon'_1 \delta\lambda_1 = m\varepsilon_1 \delta\lambda_1 \quad \varepsilon'_2 \delta\lambda_2 = n\varepsilon_2 \delta\lambda_2,$$

d'où :

$$\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2} = \frac{m\varepsilon_1}{n\varepsilon_2} \quad (21)$$

expression indépendante de la dispersion.

Généralement, on ne connaît pas analytiquement la fonction $\lambda = f(x)$, mais on trace la courbe $\lambda = f(x)$ en étalonnant le spectrographe au moyen de raies de longueurs d'onde connues. On peut déterminer à l'aide de cette courbe les valeurs de $\frac{d\lambda}{dx}$ pour les longueurs d'onde auxquelles on l'utilisera. Pour cette détermination on peut employer des formules d'approximation telles que $1/\lambda^2 = A + Bx$, en déterminant les constantes au moyen de coordonnées appropriées de la courbe. Cependant ces formules en général ne donnent pas une précision satisfaisante.

Un autre moyen consiste évidemment à dessiner sur la courbe de dispersion les tangentes ou des cordes aux points

⁽¹⁾ δx a été supposé invariable le long du spectre. Quand la distance focale varie avec λ , δx varie aussi. Il faut cependant remarquer que cette variation intervient dans le spectre continu étalon comme dans le spectre de raies.

considérés et d'en déterminer les coefficients angulaires par mesure. Cette méthode aussi n'est pas très précise. On augmente la précision en opérant ainsi pour beaucoup de points de la courbe et en utilisant les résultats pour tracer la courbe :

$$\frac{d\lambda}{dx} = f'(x).$$

Il est préférable de chercher à utiliser des raies très voisines entre elles, telles que des doublets, de faibles différences de longueur d'onde $\Delta\lambda$ près des points considérés et d'obtenir ainsi $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ qu'on peut identifier avec $\frac{d\lambda}{dx}$ quand ces raies sont au point considéré ou, en général, utiliser plusieurs tels groupes de raies voisines pour tracer à l'aide de leurs $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ la courbe $\frac{d\lambda}{dx} = f'(x)$.

Correction pour l'ouverture de la cavité constituant le corps noir. — Le fait qu'il est indispensable que le corps noir comporte une ouverture laissant sortir le faisceau utilisé constitue évidemment un léger écart des conditions du corps absolument noir. Cet écart est d'habitude négligeable. Wien et Lummer [32] pour donner une mesure de cet écart considèrent une cavité sphérique avec une ouverture $d\sigma$; si E est l'énergie d'un faisceau pénétrant $d\sigma$ normalement et si ρ est le facteur de réflexion des parois diffusantes, en calculant la partie de E qui parviendra à l'extérieur (après les réflexions dans la sphère), on trouve que cette partie est :

$$E \frac{d\sigma}{4\pi r^2} \cdot \frac{\rho}{1 - \rho}. \quad (22)$$

La correction pour l'ouverture de la cavité intervient dans des mesures de haute précision de la brillance du corps noir. Mais elle pourrait aussi intervenir dans des mesures de précision ayant pour but de repérer la température du corps noir par le rayonnement total, évalué en unités énergétiques [33].

CHAPITRE IV

Etude du spectre visible continu du potassium dans la flamme.

On sait depuis longtemps [34] que le potassium dans la flamme donne un rayonnement de spectre continu. Ce spectre se trouve dans la région visible et s'étend dans l'ultra-violet.

Pour obtenir le rayonnement de spectre continu du potassium, on introduit dans la flamme d'un brûleur à gaz du chlorure de potassium. On peut employer d'autres composés du potassium; mais le chlorure semble donner une plus forte intensité.

Il n'est pas aisé d'obtenir une émission intense de ce spectre par les moyens habituels qu'on emploie pour obtenir, par exemple, les raies du sodium ou du lithium, en mettant un peu de chlorure sur la grille d'un brûleur ou un peu au-dessus dans la flamme, ou en y plaçant une petite pièce d'amiante mouillé de solution de chlorure; en employant ces moyens avec le chlorure de potassium, le spectre continu obtenu est très faible et il faut un temps très long pour le photographier même avec un spectrographe très ouvert.

Un bon moyen pour obtenir une émission intense du spectre continu du potassium consiste à introduire continuellement dans la flamme du chlorure de potassium finement divisé.

Dispositif pour obtenir l'émission du rayonnement. — J'ai employé le procédé de Gouy [35], [36]. Des particules fines

de chlorure de potassium sont obtenues au moyen d'un pulvérisateur constamment parcouru par une solution de KCl et sont introduites dans le courant d'air comprimé qui alimente un brûleur à gaz. La solution de chlorure de potassium remplit en partie le ballon de verre, E (fig. 17) ; ce ballon a un diamètre d'environ 14 cm. ; il est surmonté d'un deuxième ballon de verre, F, de 11 cm. de diamètre, fixé par

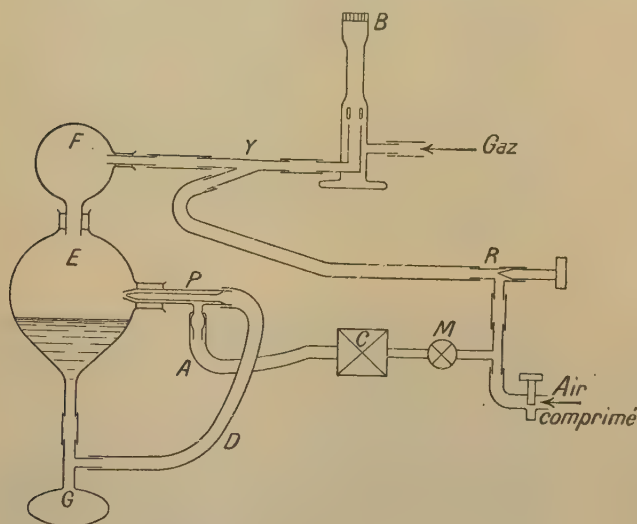


Fig. 17.

un bouchon de caoutchouc. Le pulvérisateur, P, entre dans E, par une courte tubulure latérale et est aussi fixé par un bouchon de caoutchouc. Il débouche dans E au-dessus de la surface de la solution. Le ballon E se termine en bas en forme de tube et est relié par un tube de caoutchouc, D, au pulvérisateur ; celui-ci reçoit le courant d'air comprimé par un autre tube de caoutchouc, A. Ce procédé présente l'avantage que les grosses gouttes formées retombent dans le liquide

pendant que les particules fines obtenues, poussées par le courant d'air comprimé, montent dans le ballon F, d'où elles sont conduites par un tube dans le brûleur B.

Le pulvérisateur est en verre. Il consiste en un tube, A (fig. 18), d'environ 12 mm. de diamètre effilé à l'une de ses extrémités; il porte une tubulure latérale T par laquelle entre l'air comprimé. Un deuxième tube en verre mince, B, de diamètre environ moitié du premier est placé à l'intérieur de celui-ci de manière que les deux tubes soient

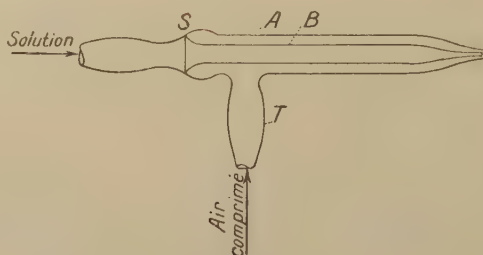


Fig. 18.

coaxiaux et bien centrés; ils sont soudés en S de manière que la solution qui entre passe dans le tube intérieur; celui-ci est aussi effilé à son extrémité qui est du même côté que l'extrémité effilée du tube extérieur; à cette extrémité le tube extérieur dépasse le tube intérieur très légèrement. Avec un orifice du tube intérieur d'environ 0,8 mm. le tube est moins exposé à s'obstruer qu'avec un petit orifice de 0,2 mm. à 0,4 mm.; cependant pour obtenir une pulvérisation abondante, cet orifice doit être petit. Dans ces conditions, on doit employer une solution considérablement au-dessous du point de saturation pour éviter l'obstruction du pulvérisateur. Le refroidissement produit à la sortie de l'air comprimé fait baisser le point de saturation et si la concentration est près du point de saturation il en résulte un dépôt de chlorure de potassium solide qui obstrue le pulvérisateur.

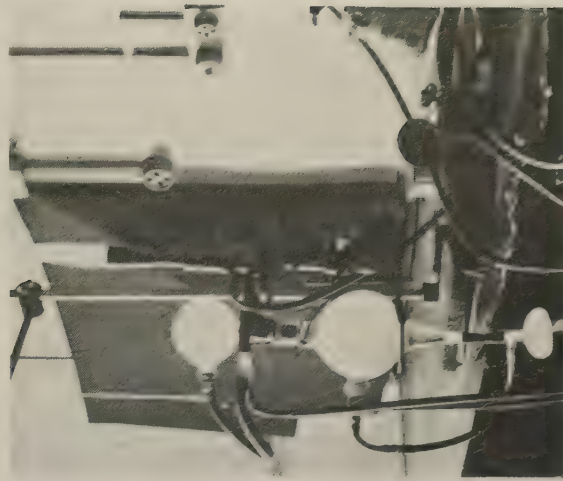
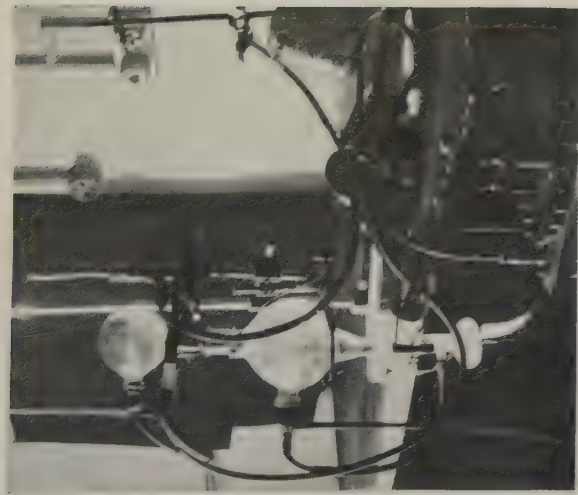


Fig. 19. — Deux photographies du dispositif utilisé pour produire l'émission du spectre continu du potassium. La photographie de droite montre le dispositif en fonctionnement.



Fig. 20. — Photographie positive et négative du spectre continu du potassium.

A gauche le doublet violet, à droite le doublet rouge du potassium. Entre les deux, le doublet jaune du sodium.

Pour obtenir cependant un rayonnement intense, il importe d'employer une solution saturée et un orifice fin donnant une pulvérisation abondante.

J'ai pu obtenir ce résultat en perfectionnant le dispositif de la manière suivante. L'air comprimé avant d'arriver au pulvérisateur est chauffé en passant en C (fig. 17) dans un tube métallique en spirale; ce tube est entouré de toile d'amiant par-dessus laquelle est enroulé un fil de chromel parcouru par un courant électrique. Le tube a une longueur d'environ 3 m., disposée en 7 spires. Avec ce moyen, la température de l'air comprimé est réglée de manière à ne pas abaisser le point de saturation de la solution à la sortie du pulvérisateur. Cette température ne doit pas être trop élevée non plus pour ne pas produire de l'évaporation. Avec quelques essais il est facile de trouver l'intensité du courant électrique de chauffage donnant une température appropriée. Le récipient de verre G contient en partie du chlorure de potassium solide assurant l'état de saturation de la solution ⁽¹⁾. Le manomètre M permet de vérifier par la constance de pression pendant la marche que les conditions n'ont pas changé. J'ai employé un brûleur Méker à gaz et air comprimé; le diamètre de ce brûleur, B, à la grille est 3 cm. Le courant d'air comprimé pour le brûleur devant être plus fort que celui qui passe par le pulvérisateur, une partie de ce courant est fournie au brûleur sans traverser le pulvérisateur; les deux courants se rejoignent au moyen du tube Y, et leur rapport est réglé au moyen du robinet R.

De cette manière avec un pulvérisateur dont l'orifice du tube intérieur était de 0,3 mm. de diamètre environ et avec une solution saturée, le rayonnement était très intense.

Dans ces conditions, le spectre continu du potassium était

(1) La solution saturée était préparée avec de l'eau distillée et filtrée à une température plus élevée que la température ambiante; ainsi à la température ambiante un dépôt de chlorure de potassium solide se formait au fond de la solution.

photographié par poses de quatre minutes dans un spectrographe diaphragmé à $1/25$. Il pouvait aussi être observé visuellement sans difficulté.

L'accroissement de l'intensité n'était pas le seul avantage. La constance de l'intensité pendant la durée des poses était aussi tout à fait satisfaisante et beaucoup meilleure qu'avec des solutions peu concentrées.

Il n'était pas nécessaire d'employer une grande flamme. Les débits de gaz et d'air comprimé étaient réglés pour une flamme moyenne. La figure 19 consiste en deux photographies du dispositif. Dans la photographie de droite, le dispositif est montré en fonctionnement. La région de la flamme projetée sur la fente du spectrographe était à environ 3 cm. au-dessus de la grille du brûleur. La température de la flamme est environ $2\ 100^{\circ}$ K. [37].

Mesures. — Pour les mesures j'ai employé un spectrographe Hilger à prisme à déviation constante d'ouverture numérique effective environ $1/20$. J'ai étalonné le spectrographe avec les raies du spectre de l'arc au fer. Les raies du potassium, du sodium et du mercure étaient aussi superposées.

Il a été vérifié que le spectrographe était utilisé dans des conditions photométriques correctes. La lentille de projection était dûment réglée ⁽¹⁾ et des précautions étaient prises pour

(1) Pour ce réglage (à part le réglage de la source pour donner une image symétrique derrière la lentille du collimateur et pour que celle-ci soit uniformément éclairée, quand la lentille de projection était mise en place) j'ai trouvé utile de placer une lampe derrière l'ouverture de la chambre (approximativement à la région où se formait normalement le spectre); l'image obtenue (à l'aide de cette lampe) devant la lentille de projection permettait de bien centrer cette lentille et aussi de bien l'orienter en se servant de la même image réfléchie par les surfaces de la lentille de projection (cette image réfléchie étant projetée sur le plan de la fente ou sur un écran entre ce plan et la lentille de projection). De plus, l'image de la fente éclairée par cette lampe et projetée par la lentille de projection sur la source permettait de régler correctement la disposition du spectrographe par rapport au corps noir et au brûleur donnant l'émission du rayonnement du potassium avant de mettre les sources en marche.

éviter la lumière diffuse. Le spectrographe était monté de manière à pouvoir tourner solidement avec la lentille de projection pour se diriger sur la source du rayonnement du potassium ou sur le corps noir.

J'ai utilisé dans ces mesures le corps noir au tube de carbone chauffé électriquement, décrit dans le chapitre premier.

J'ai employé la méthode photographique avec des plaques Ilford panchromatiques « hypersensitive ». Le développement était fait avec du révélateur à fort contraste (formule de Baldet [38]), en prenant les précautions bien connues telles que grande quantité de révélateur frais, température appropriée, agitation de la plaque pendant le développement, etc., pour assurer un développement uniforme dans de bonnes conditions.

Les plaques étaient développées deux jours après avoir été exposées ⁽¹⁾.

Le temps de pose était de quatre minutes pour tous les spectres du potassium et du rayonnement intégral. La fente du spectrographe était ouverte à 0.25 mm.

Sur les spectres du potassium et du corps noir étaient superposées les raies du mercure ⁽²⁾ comme repères des longueurs d'onde. Comme raies principales de repère j'ai utilisé les raies $4\,078\text{ \AA}$ et $5\,461\text{ \AA}$ du mercure, et, à titre auxiliaire, les autres raies du mercure et les raies du potassium et du sodium.

Le chlorure de potassium utilisé contenait 2 dix-millièmes de sodium ; le doublet du sodium $5\,890\text{--}5\,896\text{ \AA}$ était émis. Il

(1) Une plaque sur laquelle plus d'une pose a été faite ne doit être développée qu'un certain temps après la dernière pose, si toutes les poses doivent être traitées dans des conditions égales ; cela à cause de la continuation de l'action photographique pendant un certain temps après la pose [39], [40].

(2) La superposition des raies du spectre du mercure était faite avant ou après la pose pour le spectre continu. Le temps de pose pour le mercure était évidemment variable suivant le diaphragme employé dans chaque cas.

a été vérifié que dans les conditions des mesures le chlorure de sodium et l'arc au mercure ne donnaient pas d'autre impression sur la plaque que leurs raies. La vérification analogue a été faite pour la flamme de gaz quand elle ne contenait pas de chlorure de potassium.

Pour déterminer d'avance les températures auxquelles il fallait faire fonctionner le corps noir dans ces mesures, j'ai recouru au procédé suivant : avec un pyromètre à filament disparaissant, j'ai fait des pointés sur la source au potassium d'abord avec le verre rouge du pyromètre ; puis, déplaçant ce verre rouge, avec d'autres écrans colorés interposés, vert et bleu successivement ; les indications ainsi obtenues étaient repérées sur le corps noir et ainsi j'ai pu éviter les tâtonnements et employer directement des températures appropriées aux mesures.

Le corps noir comporte une fenêtre en silice fondue transparente d'où sort le rayonnement intégral. Une glace identique de compensation était placée de même manière devant la source au potassium ⁽¹⁾.

Le courant efficace dans le primaire du transformateur du corps noir était maintenu constant à un millième près de sa valeur. Il était commandé par deux rhéostats en parallèle ; à l'un de ces rhéostats était branchée en série une bobine de self-induction (à noyau de fer mobile) ; ainsi une variation continue du courant était possible. J'ai vérifié que le fonctionnement du chronomètre employé pour mesurer le temps de pose n'était pas influencé par l'action de la bobine.

La température était mesurée avec un pyromètre de Ribaud (pyromètre à filament disparaissant et à coins absor-

(1) Ainsi le chemin entre chaque source et la plaque photographique était identique. La seule différence, sans influence sur les mesures, était que, tandis que la source au potassium était placée dans l'air, le rayonnement intégral traversait de l'argon entre le corps noir et la fenêtre de sortie de l'appareil.

bants) [41]. Le pyromètre a été étalonné au Laboratoire des Hautes Températures de M. Ribaud.

Comme le corps noir était visé au moyen du pyromètre à travers la fenêtre de silice, la précaution était prise de placer devant le pyromètre une glace identique de compensation pendant l'étalonnage.

L'intensité du rayonnement du potassium devait être invariable pendant la pose (vu, particulièrement, les lois qui régissent la réaction des plaques photographiques). J'ai déjà cité que cette constance était suffisamment déduite de la constance de la pression lue au manomètre. Mais je vérifiais cette constance, de manière beaucoup plus certaine, ainsi : sur chaque plaque de mesures deux spectres du rayonnement du potassium étaient photographiés, dans les mêmes conditions, l'un immédiatement après l'autre (sans toucher au réglage du gaz et de l'air comprimé). L'enregistrement au microphotomètre avait montré que ces deux spectres de chaque cliché étaient identiques.

J'ai employé la méthode d'encadrement du spectre mesuré par des spectres de rayonnement intégral à diverses températures. Cinq spectres du rayonnement intégral étaient photographiés aux températures de 1167, 1288, 1368, 1469 et 1531° K. respectivement. La température du corps noir était mesurée au pyromètre avant et après chaque pose et la moyenne était employée dans les calculs. Pour la plus basse température (1167° K.), il n'y a pas eu de variation pendant la pose. Pour les autres températures utilisées, la variation de température de part et d'autre de la moyenne pendant la pose n'atteignait pas 3° et la valeur probable de cette variation peut être estimée égale à 1° ou 2°.

Cependant pour les mesures où le rayonnement intégral devait être relativement faible, il fallait porter le corps noir à des températures assez basses à cet effet ; ces températures auraient été mesurées au pyromètre optique péniblement et avec imprécision. Pour éviter cela j'ai effectué cette partie des

mesures en réduisant le rayonnement intégral au moyen de diaphragmes rectangulaires placés dans le faisceau de rayons parallèles devant la lentille du collimateur.

Les mesures des intensités relatives entre $\lambda = 0,411 \mu$ et $\lambda = 0,509 \mu$ étaient faites par encadrement du spectre du potassium entre des spectres du corps noir à diverses températures.

Les mesures entre $\lambda = 0,509 \mu$ et $\lambda = 0,560 \mu$ étaient faites avec un rayonnement intégral à la température de 1237°K . ; le spectre de ce rayonnement intégral était photographié cinq fois avec cinq diaphragmes. La lecture au pyromètre de la température du corps noir pour ce cliché était la même avant et après les cinq poses. Les logarithmes des rapports des aires des cinq diaphragmes à celle du plus grand d'entre eux étaient 0, — 0,354, — 0,748, — 1,112 et — 1,416 respectivement. Le côté constant des diaphragmes (placé perpendiculairement à l'arête du prisme) était un peu moins large que la largeur du faisceau qui couvrait le prisme. (Les côtés des diaphragmes ont fait l'objet de mesures de vérification). L'ouverture numérique effective du spectrographe non diaphragmé était environ $1/20$, et $1/25$ avec le plus grand diaphragme. Pour les mesures faites par gradation avec des diaphragmes le spectre du potassium était photographié avec le plus grand diaphragme.

La figure 20 est une photographie du spectre du potassium en positif et en négatif.

L'étalonnage du pyromètre était effectué à un degré près. Pour la mesure des deux températures les plus basses utilisées, 1167 et 1237°K ., la lampe du pyromètre a dû être portée à un régime plus bas que son régime normal. Pour les autres températures le régime normal était employé. (Avec le régime normal le courant dans la lampe du pyromètre était 0,358 ampère, et avec le régime réduit 0,310 ampère, d'après les données de l'ampèremètre utilisé). L'étalonnage a été fait évidemment pour chaque régime séparément.

La mesure des opacités des spectres photographiés a été faite au moyen du microphotomètre enregistreur de Chalonge et Lambert [19] ⁽¹⁾. L'étude des clichés a été poursuivie suivant la manière décrite dans le chapitre III.

Résultats des mesures. — D'après les résultats de ces mesures les intensités relatives du spectre continu du potassium dans le visible sont les suivantes, exprimées en unités arbitraires :

Longueur d'onde en microns	Intensité énergétique relative
0,411	331
0,413	344
0,416	349
0,418	359
0,421	365
0,423	374
0,426	379

(¹) C'est un appareil à cellule photo-électrique. Les ordonnées de la courbe tracée (mesurées à partir du zéro qui correspond à une opacité infinie) sont proportionnelles aux inverses des opacités. Pour tenir compte de la dérive du zéro, le zéro était enregistré (avec la cellule fermée à la lumière) au commencement et à la fin de chaque enregistrement et l'axe des abscisses était tracé suivant ces deux positions du zéro. Cependant il arrive souvent que l'élongation correspondant à une opacité déterminée subit pendant l'enregistrement une légère variation (indépendamment de celle du zéro) ; pour en tenir compte, une ordonnée était tracée au commencement et à la fin de chaque enregistrement dans des conditions identiques d'opacité ; les deux elongations étaient reliées par une droite (en supposant une variation linéaire avec le déplacement du papier, ce qui était d'ailleurs justifié expérimentalement et aussi par le fait que cette variation était faible) ; à l'aide de cette droite les longueurs des ordonnées étaient rapportées à des valeurs correspondant à la même elongation pour une opacité donnée. Il est évident que ces ordonnées (rapportées aux mêmes conditions) et leur logarithmes peuvent être utilisés dans l'étude des spectres à la place des opacités et des densités.

0,429	385
0,432	386
0,443	(389)
0,450	(388)
0,460	(381)
0,467	363
0,471	344
0,475	311
0,479	272
0,484	247
0,488	221
0,500	(201)
0,509	194
0,520	190
0,521	(190)
0,530	(192)
0,539	198
0,546	208
0,553	226
0,560	243

Ces résultats sont illustrés par la courbe de la figure 21. Les intensités ont été exprimées par des nombres de trois chiffres significatifs. Le troisième chiffre est incertain. Cependant cette incertitude n'est pas grande, comme d'ailleurs il résulte de la régularité de la courbe obtenue.

Les nombres du tableau qui sont placés entre parenthèses ont été obtenus par interpolation. Cependant l'ordonnée du maximum (correspondant à $\lambda = 0,443 \mu$) et les deux suivantes, qui sont interpolées, ont été vérifiées par des mesures supplémentaires, moins précises, mais donnant l'allure de la courbe et la place du maximum.

Avec le spectre continu les doublets (du potassium) violet et rouge, 4044, 4047 et 7665, 7699 Å, respectivement,

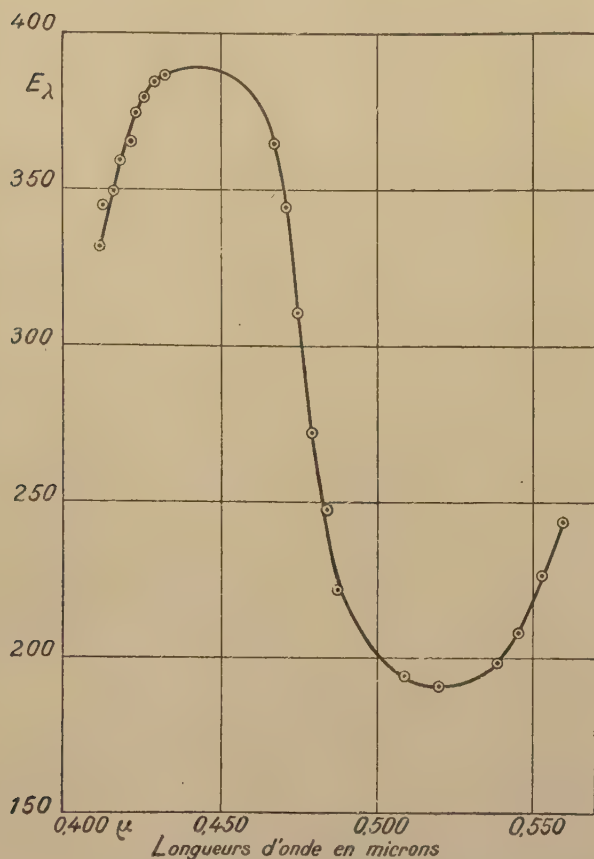


Fig. 21. — Répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde dans le spectre continu du potassium. Les ordonnées sont exprimées en unités arbitraires.

étaient émis avec une forte intensité. Les raies du potassium 5 323, 5 340, 5 360 et 6 939 Å étaient aussi émises, les trois premières plutôt faibles, la quatrième assez bien accusée. Comme il a déjà été dit, le doublet 5 890, 5 896 Å, dû à la présence de sodium, était émis.

Au delà de la région mesurée, du côté des grandes longueurs d'onde le spectre présente l'allure d'une bande entre 0,618 et 0,646 μ , ses bords s'étendant probablement jusqu'à 0,605 et 0,673 μ environ. Cette bande présente des intensités relativement fortes. Un renforcement d'intensité, d'origine un peu douteuse, apparaît vers 0,565 μ . Il n'a pas l'aspect d'une particularité du spectre continu mais plutôt d'une raie, simple ou multiple, ou d'une bande étroite. Du côté des petites longueurs d'onde le spectre continu du potassium se prolonge dans l'ultra-violet, très probablement en diminuant continuellement d'intensité.

Comme on le voit dans la figure 21, la courbe de distribution d'énergie dans le spectre visible continu du potassium a l'aspect d'une sinusoïde. Le minimum a lieu pour $\lambda = 0,521 \mu$, le maximum pour $\lambda = 0,443 \mu$. Un rayonnement intégral présentant son maximum d'intensité à cette longueur d'onde (0,443 μ) doit être émis par un corps noir à la température de 6 512° K. Cette remarque ne peut pas servir comme une indication de température de couleur pour le spectre du potassium à cause de la forme générale de la courbe de son spectre continu et à cause de la superposition des raies et des bandes. C'est à simple titre de comparaison que je donne dans la figure 22 la courbe du spectre continu du potassium (en trait plein) autour de son maximum et (en pointillé) celle d'un rayonnement intégral émis à 6 512° K., les ordonnées de la deuxième courbe étant uniformément réduites de manière à faire coïncider les deux maxima.

La courbe de la figure 21 devient plus symétrique, si, au lieu de prendre comme abscisses les longueurs d'onde, on prend les fréquences. La courbe en trait continu de la figure 23 représente la distribution relative d'énergie dans le spectre continu du potassium en fonction de la fréquence. La fréquence est exprimée par la relation $\nu = \frac{10^8}{\lambda}$, où λ est mesuré en microns. La courbe ainsi tracée se prête mieux

à être exprimée analytiquement. A cause de l'allure sinusoïdale de la courbe on pourrait chercher à l'exprimer avec

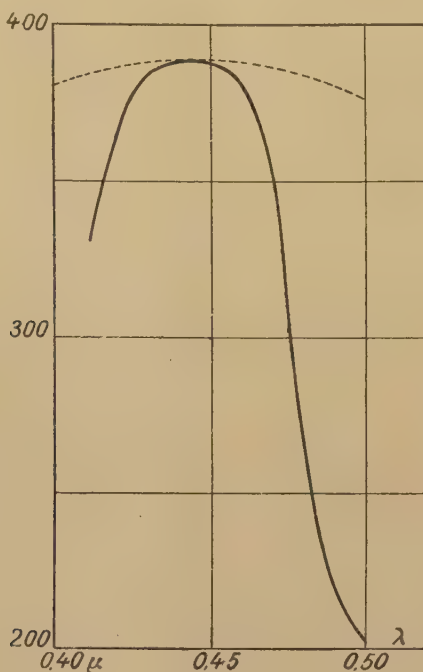


Fig. 22.

un seul terme sinusoïdal de la forme $E_v = K + A \sin \frac{v - v_0}{N}$; en y introduisant les valeurs numériques on aura :

$$E_v = 290 - 100 \sin 2\pi \frac{v - 174}{72} \quad (23)$$

où v varie entre 179 et 243.

La courbe en traits inégaux de la figure 23 est tracée suivant l'expression (23). Comme on le voit l'approximation n'est pas suffisante.

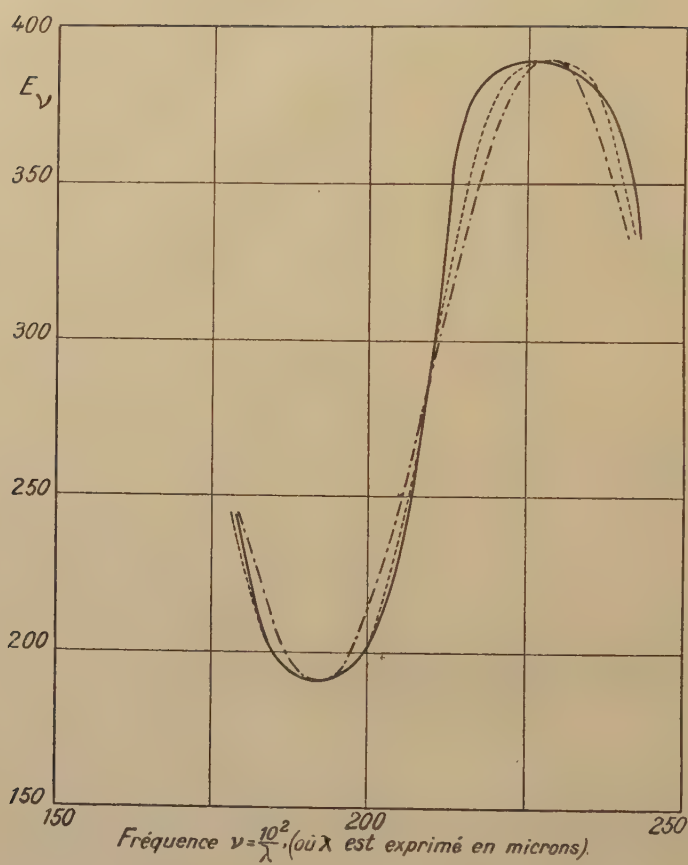


Fig. 23.

On obtient une approximation beaucoup plus satisfaisante avec une expression mathématique contenant deux termes sinusoïdaux d'une série de Fourier de la forme :

$$E_v = K + A \sin 2\pi \frac{\nu - \nu_0}{N} + B \sin 2\pi \cdot 3 \cdot \frac{\nu - \nu_0}{N} ;$$

en y introduisant des valeurs numériques appropriées on obtient :

$$E_y = 290 - 109 \sin 2\pi \cdot \frac{\nu - 174}{72} - 9 \sin 2\pi \cdot 3 \cdot \frac{\nu - 174}{72} \quad (24)$$

où ν varie entre 179 et 243 (179 correspond à $\lambda = 0,560 \mu$ et 243 à $\lambda = 0,411 \mu$). L'expression (24) est représentée par la courbe en traits égaux de la figure 23. Dans les expressions (23) et (24), comme dans la figure 23, la fréquence ν est exprimée par la relation $\nu = \frac{10^2}{\lambda}$ (où λ est exprimé en microns).

La valeur numérique de l'énergie relative E_y dans la figure 23 et dans les expressions (23) et (24) est exprimée au moyen des mêmes unités arbitraires que dans la courbe de la figure 21 et dans la table que cette courbe représente.

CONCLUSIONS

L'étude de la répartition de l'énergie aux différentes longueurs d'onde des divers rayonnements rencontre de graves difficultés si l'on a recours à une méthode de mesure directe. Ces difficultés sont éliminées si la mesure est faite par comparaison avec un rayonnement de distribution énergétique connue.

Dans l'état actuel de nos connaissances le seul rayonnement dont la distribution énergétique puisse servir comme base fondamentale de comparaison est le rayonnement intégral, fonction uniquement de la température du corps noir qui l'émet.

Il en résulte l'intérêt de la réalisation de corps noirs pour l'émission du rayonnement étalon.

J'ai réalisé un tel appareil à tube de carbone fonctionnant dans une atmosphère d'argon. Le tube est électriquement chauffé par des courants induits dans le secondaire d'un transformateur. Ce circuit est entièrement contenu dans l'espace isolé par une ampoule qui contient le corps noir et par un tube hélicoïdal soudé à l'ampoule et contenant le circuit secondaire.

J'ai considéré aussi l'utilisation des points d'ébullition de métaux pour obtenir des corps noirs à températures fixes. J'ai réalisé un tel corps noir à l'ébullition du zinc dans une atmosphère d'azote ou d'argon, avec deux tubes verticaux et coaxiaux en silice fondue, l'extrémité inférieure fermée du tube extérieur servant de creuset et celle du tube intérieur servant de corps noir.

Les spectres des rayonnements mesurés sont encadrés

entre des rayonnements intégraux d'intensités énergétiques plus grandes et moins grandes que celles du rayonnement mesuré pour les longueurs d'onde considérées dans la mesure. On obtient cet encadrement ou bien avec un rayonnement intégral à température unique auquel on impose des réductions successives, dans des rapports connus, ou bien en utilisant une série de rayonnements intégraux à températures différentes.

J'ai mesuré les intensités relatives énergétiques du rayonnement de spectre continu émis par du potassium dans la flamme, après avoir réalisé pour ce rayonnement des conditions satisfaisantes d'intensité et de constance. La courbe qui exprime les résultats a la forme d'une sinusoïde. Elle admet un minimum pour $\lambda = 0,521 \mu$; en avançant vers les petites longueurs d'onde elle présente son maximum pour $\lambda = 0,443 \mu$ et continue en décroissant dans le violet et l'ultra-violet.

La mesure par comparaison avec un rayonnement intégral peut aussi bien s'appliquer aux spectres continus qu'aux spectres de raies. Dans le deuxième cas, il faut tenir compte de la variation de la dispersion avec la longueur d'onde. Les calculs relatifs au rayonnement intégral sont longs et étendus. Ils sont considérablement allégés par l'emploi d'une table appropriée. J'ai préparé une table qui facilite les calculs des valeurs du rayonnement intégral suivant la formule de Planck ou celle de Wien; cette table comprend le visible et une partie de l'ultra-violet.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] PLANCK. — Ueber das Gesetz der Energieverteilung in Normalspectrum. *Ann. d. Physik*, **4** (1901), 553.
- [2] JEANS. — On Non-Newtonian Mechanical Systems, and Planck's Theory of Radiation. *Phil. Mag.*, **20** (1910), 943.
- [3] EINSTEIN. — Zur Quantentheorie der Strahlung. *Physik. Zeitschr.*, **18** (1917), 121.
- [4] POINCARÉ. — Sur la théorie des Quanta. *Journ. de Phys.* [5], **2** (1912), 27.
- [5] Ch. FABRY. — *Introduction Générale à la Photométrie*, éd. de la *Revue d'optique*. Paris (1927), ch. VI, § 2, 81.
- [6] IVES. — *A primary standard of Light*, *J. Franklin Institute* **197** (1924), 147 et 359.
- [7] COBLENTZ and EMERSON. — Studies of instruments for Measuring Radiant Energy in absolute value. *Bur. Stds. Bul.* **12** (1916), 503.
- [8] FLEURY. — Mesures sur le rayonnement du corps noir. *Ann. de Phys.* **5** (1926), 265.
- [9] RIBAUD et NIKITINE. — Réalisation du corps noir au point de fusion du palladium par la méthode du tube. *Ann. de Phys.* **41** (1929), 451.
- [10] DORGELO. — Die photographische Spektralphotometrie. *Physik Z.* **26** (1925), 756.
- [11] WORTHING. — The true temperature scale of tungsten and its emissive powers at incandescent temperatures. *Phys. Review* **10** (1917), 377.
- [12] Ch. FABRY. — Réunions de l'Institut d'Optique. *Les difficultés dans la réalisation de l'étalon photométrique primaire* (juin 1932), 73-75.
- [13] WENSEL, RÖSER, BARROW and CALDWELL. — The Waidner-Burgess Standard of Light. *Bur. Stds. J. of Research*, **6** (1931), 1103.
- [14] RIBAUD. — *Le corps noir au point de fusion d'un métal comme étalon photométrique de référence*. Réunions de l'Institut d'Optique (1932), 5^e réunion, 88.
- [15] *Recueil de Constantes physiques* (1913), table 8, 17.
- [16] *International Critical Tables*, **3**, 204, 205.

- [17] GREENWOOD. — An approximate determination of the Boiling points of metals. *Proc. Roy. Soc. (A)*, **82** (1909), 396.
- [18] FABRY et BUISSON. — Sur un microphotomètre destiné à la mesure de l'opacité des plaques photographiques. *C. R.* **156** (1913), 383; et description et emploi d'un nouveau microphotomètre. *Journal de physique* [5], **9** (1919), 39.
- [19] CHALONGE et LAMBERT. — Microphotomètre enregistreur à cellule photoélectrique. *Revue d'Optique*, **5** (1926), 404; et *Revue d'Optique*, **10** (1931), 405.
- [20] FABRY et BUISSON. — Lois du noircissement des Plaques photographiques. *Revue d'Optique*, **3** (1924), 1.
- [21] FABRY et BUISSON. — L'absorption de l'ultra-violet par l'ozone et la limite du spectre solaire. *Journal de Physique*, **3** (1913), 196.
- [22] HARRISON. — Intensity measurements of Spectral lines. *Journal of the Optical Society of America*, **18** (1929), 492.
- [23] ROBERTSON. — On the Elimination of errors when wire screens are used as neutral filters for photographic photometry. *Journal of the Optical Society of America*, **7**, (1923), 983.
- [24] RIBAUD. — *Traité de Pyrométrie optique* (Ed. *Revue d'Optique*) (1931), § 122, 165.
- [25] W. W. COBLENTZ. — *Glazebrook Dictionary of Applied Physics*, **4** (1923), 565.
- [26] *International Critical Tables*, **1** (1926), 18; et **5** (1929), 238.
- [27] G. RIBAUD. — *Traité de Pyrométrie optique*. Edition de la *Revue d'Optique* (1931).
- [28] V. E. FORSYTHE. — Report on Pyrometry. *Journal of the Optical Society of America*, **4** (1920), 331.
- [29] L. T. TROLAND. — Report on Colorimetry. *Journal of the Optical Society of America*, **6** (1922), 558.
- [30] SKOGLAND. — *Tables of Spectral Energy Distribution, etc. Miscellaneous Publications of the Bureau of Standards*, n° 86 (1929).
- [31] Ch. FABRY. — *Introduction Générale à la Photométrie*. Edition de la *Revue d'Optique* (1927), 121.
- [32] WIEN und LUMMER. — Methode zur Prüfung des Strahlungsgesetzes absolut schwarzer Körper. *Ann. der Phys.*, **56**, (1895), 451.
- [33] Ch. FABRY. — Réunions de l'Institut d'Optique (1932). 5e Réunion. *Le corps noir, étalon photométrique primaire. Les difficultés dans la réalisation de l'étalon photométrique primaire*, 75.
- [34] G. SALÉT. — *Traité élémentaire de Spectroscopie*. Masson, Paris (1888), 101.
- [35] GOUY. — Recherches photométriques sur les flammes colorées. *Annales de Chimie et de Physique*, [5], **18** (1879), 23.

- [36] BALLY. — *Spectroscopy*. Longmans Green, London (1927), 2, 57.
 - [37] G. RIBAUD. — *Températures des flammes*. Hermann, Paris, (1930), 22.
 - [38] BALDET. — Le développement des clichés astronomiques à contrastes. *Astron.*, **38** (1924), 383.
 - [39] BRUSH. — Photographic Photometry and some interesting photographic Phenomena. *Physical Review*, **31**, 2 (1910), 249.
 - [40] JAUSSERAN. — Sur l'évolution de l'image latente. *Revue d'Optique*, **8** (1929), 119.
 - [41] G. RIBAUD. — Pyromètre et micropyromètre optiques à coins absorbants. *Revue d'Optique*, **5** (1926), 289.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La diffraction des électrons

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 15 Mars 1937.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

